PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 8. Dezember 1910. 11. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 26 am 5. Dezember 1910.

INHALT:

Originalmitteilungen:

A. Trowbridge u. R. W. Wood, Gestalt der Ritzen und Verteilung der Energie bei Beugungsgittern. S. 1161.

H. v. Wartenberg, Über die Ultravioletabsorption des Sauerstoffes. S. 1168.

A. L. Bernoulli, Eine empirische Beziehung zwischen der Voltaschen Spannungsweite und den optischen Konstanten der Metalle. S. 1173.

W. Lenz, Zum Maxwellschen Verteilungsgesetz. S. 1175.

D. Roschansky, Über den Einfluß des Funkens auf die Frequenz elektrischer Schwingungen. S. 1177.

J. E. Ives, Der elektrolytische Detektor. S. 1181.

R. Hartmann-Kempf, Direkt zeigender Frequenzmesser für Frequenzen bis ca. 1500 Perioden per Sekunde. S. 1183.

B. Gutenberg, Über seismische Bodenunruhe. S. 1184.

K. Kähler, Notiz über die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre auf der Schneekoppe. S. 1185.

M. Planck, Zur Machschen Theorie der physikalischen Erkenntnis. S. 1186.

Besprechungen:

O. Wiener, Über Farbenphotographie und verwandte naturwissenschaftliche Fragen. S. 1190.

W. Feddersen, Entladung der Leidener Flasche, intermittierende, kontinuierliche, oszillatorische Entladung und dabei geltende Gesetze. S. 1191.

F. P. Liesegang, Das lebende Lichtbild. S. 1191.

W. Abendroths Leitfaden der Physik mit Einschluß der einfachsten Lehren der mathematischen Geographie nach der Lehr- und Prüfungsordnung von 1893 für Gymnasien. I. S. 1191.

A. Turpain, Telephonie. S. 1191.

C. H. Desch, Metallographie. S. 1191.

P. Ostertag, Die Entropietafel für Luft. S. 1192.

H. Gernsback, Das drahtlose Telephon. S. 1192.

Personalien. S. 1192.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Gestalt der Ritzen und Verteilung der Energie bei Beugungsgittern.

(Groove-Form and Energy Distribution of Diffraction Gratings.)

Von Aug. Trowbridge und R. W. Wood.

Die Verteilung der Energie auf die von einem Beugungsgitter erzeugten Spektren verschiedener Ordnung als Funktion der Wellenlänge des Lichtes und der Gestalt der Ritzen ist praktisch niemals Gegenstand einer strengen Untersuchung gewesen. Das hauptsächliche Hindernis, das einer derartigen Untersuchung im Wege steht, ist die Schwierigkeit, von der Natur der Furche, die eine Diamantspitze in einer Fläche aus Glas oder aus Spiegelmetall zieht, genaue Kenntnis zu erhalten. Die mikroskopische Untersuchung lehrt uns bei derart feinen Marken, sehr wenig oder gar nichts, und wir dürfen nicht mit Sicherheit schließen, daß die Ritze in jeder Hinsicht der ritzenden Spitze entsprechen wird.

Der eine von uns kam auf den Gedanken, eine erfolgversprechende Angriffsmethode dürfte darin bestehen, Gitter zu stempeln und zu ritzen, bei denen die Ritzen so breit wären, daß ihre Gestalt mit Sicherheit festzustellen wäre, und dann die Verteilung der Energie auf die einzelnen Spektren mit sehr langen Wärmewellen, nämlich mit „Reststrahlen" verschiedener Wellenlänge, zu untersuchen.

Die Herstellung dieser Echelettegitter und ihr Verhalten im sichtbaren Licht sind in einer früheren Arbeit[1]) beschrieben worden.

Die Untersuchung wurde mit dem großen Vakuumspektrographen ausgeführt, den der eine von uns in einer früheren Arbeit[2]) beschrieben hat. Die Gitter wurden auf dem Tisch des Instruments befestigt, und der Spalt wurde mit der in Frage kommenden Energie beleuchtet. Wir benutzten bei der Untersuchung zwei Gruppen von Strahlen, und zwar die Reststrahlen von Quarz mit einer mittleren Wellenlänge von 8,6 μ und die CO_2-Strahlung einer Bunsenflamme mit einer Wellenlänge von 4,3 μ, also ungefähr der halben Wellenlänge der Quarzreststrahlen. Die kleinste Gitterkonstante, die wir anwandten, betrug 0,0123 mm — oder das Siebenfache der Furchenbreite bei den Gittern, die auf der ersten Rowlandschen Teilmaschine geritzt worden sind —, die größte betrug 0,05 mm. Wenn man diese Gitter in Verbindung mit den oben genannten langen Wärmewellen anwendet, so ist offenbar das Verhältnis zwischen der Gitterkonstanten und der Wellenlänge ungefähr das-

1) R. W. Wood, diese Zeitschr. 11, 1109, 1910; Phil. Mag. (6) **20**, 770, 1910.

2) A. Trowbridge, Phil. Mag. (6) **20**, 768, 1910.

selbe, das sich ergibt, wenn man sichtbares Licht und die allgemein gebräuchlichen optischen Gitter benutzt. Die Natur der geteilten Fläche der Echelettegitter, die bei der vorliegenden Untersuchung zur Verwendung gelangten, und das Verfahren, nach dem diese Fläche untersucht wurde, sind in der genannten früheren Arbeit[1]) beschrieben worden.

Um eine durchaus zuverlässige Untersuchung der Energieverteilung vorzunehmen, würde es ratsam sein, den Einfallswinkel festzuhalten (beispielsweise senkrechte Inzidenz zu wählen) und das Bolometer oder die Thermosäule durch die Spektren zu drehen. Mit dem Instrument, das uns zur Zeit zu Gebote stand, war das nicht möglich, und wir mußten die Spektren durch Drehen des Gitters über das Bolometer hinweggehen lassen. Hierdurch wird die Diskussion der Ergebnisse in nicht geringem Grade kompliziert, denn die Verteilung der Energie ändert sich mit dem Einfallswinkel, wie man es an einem gewöhnlichen Gitter leicht sehen kann. Wir haben indessen bereits Ergebnisse gewonnen, die mit der Theorie qualitativ in Einklang stehen, und aus denen hevorgeht, daß sich das Verfahren wunderbar für die experimentelle Erforschung des Problems eignet. Wir wollen in der vorliegenden Abhandlung die Ergebnisse nach der Fresnelschen Methode diskutieren und die Interferenz zwischen sekundären Wellen betrachten, die an der Oberfläche der von den schrägen Kanten der Ritzen reflektierten Wellenfronten entspringen. Wie Lord Rayleigh nachgewiesen hat, ist diese Methode nur dann gültig, wenn die Furchenbreite die Wellenlänge des Lichtes erheblich übertrifft.

Im vorliegenden Falle betrug die Furchenbreite bei unserm engsten Gitter das 1,5 fache der Wellenlänge unserer längsten Wellen, und es erscheint wahrscheinlich, daß wir uns in diesem Falle sehr nahe an dem Punkte befinden, wenn wir ihn nicht gar überschritten haben, wo wir die Fresnelsche Behandlungsweise mit Sicherheit anwenden dürfen.

Wir beabsichtigen, bei der Fortführung unserer Arbeit Wellen von beständig wachsender Wellenlänge anzuwenden, bis wir den Punkt erreicht haben werden, wo die Spektren ganz verschwinden; damit werden wir dann die vollständige experimentelle Lösung für jeden Fall haben.

Beim Echelettegitter sind die Bedingungen gänzlich von denen verschieden, die man bei den gewöhnlich betrachteten Gittern erhält, die durch ihre Undurchsichtigkeit wirksam sind. Bei einem Drahtgitter oder einem durch Ziehen schwarzer Linien auf einer reflektierenden Oberfläche hergestellten Reflexionsgitter fallen die Spektren mit geraden Ordnungszahlen aus, wenn die wirksamen und die unwirksamen Elemente gleich breit sind. Bei der Echelette ist praktisch die ganze Oberfläche wirksam, und wenn wir das Auge, oder noch besser ein (auf die Furchen eingestelltes) Mikroskop in die Richtung eines Spektrums bringen, so sehen wir die ganze Fläche von einem gleichmäßigen Lichtschein beleuchtet. Das bedeutet, daß die Breite der reflektierten Elemente der Wellenfront zweimal so groß ist, wie bei einem Gitter der undurchsichtigen Gattung mit derselben Konstanten.

In einem derartigen Gitter verschwinden nun die Spektren mit gerader Ordnungszahl, wenn $a = b$ ist, infolge des Umstandes, daß in der Richtung dieser Spektren jede gebeugte Wellenfront sich selbst zerstört; d. h. diese Richtungen sind die Richtungen der Fraunhoferschen Minima erster Klasse, nämlich solche Richtungen, in denen der Gangunterschied zwischen den von den beiden Kanten jedes reflektierenden Elementes kommenden Störungen gleich der Wellenlänge des Lichtes wird. Wenn wir beim Reflexionsgitter mit seinen undurchlässigen Streifen die reflektierenden Streifen verbreitern und die undurchlässigen verengern, dabei aber die Konstante unverändert lassen, so wird sich die Richtung der Minima erster Klasse auf die Spektren erster Ordnung zu einwärts bewegen, und diese Spektren werden verschwinden, wenn die undurchsichtigen Streifen unendlich schmal werden. Dasselbe gilt indessen für alle übrigen Spektren; wenn wir nämlich den reflektierenden Streifen verbreitern, so rücken die Minima erster Klasse enger zusammen und fallen für den Grenzfall unendlich schmaler opaker Linien mit den Spektren zweiter Klasse (Gitterspektren) zusammen. Wenn wir jedoch die reflektierenden Streifen verengern und dabei den Gitterabstand konstant halten, so bewegen sich die Minima erster Klasse nach außen, und alsbald verschwinden die Spektren dritter und sechster Ordnung.

Wir kehren nunmehr zur Echelette zurück und finden, daß wir in dem Idealfalle, wo die reflektierten Fronten eine ununterbrochene Fläche (das heißt eine Fläche ohne dazwischen liegende unwirksame oder dunkle Gebiete) bilden, das gesamte Licht in einem Spektrum erwarten müßten, nämlich in dem Spektrum, das in der Richtung liegt, in welcher die reflektierten Wellenfronten wandern; der Fall ist nämlich analog dem des Reflexionsgitters mit unendlich schmalen opaken Linien, mit der Ausnahme, daß wir in diesem Falle das Licht in einem Spektrum finden, statt im mittleren Bilde. Wir müssen

1) R. W. Wood, a. a. O.

uns indessen gegenwärtig halten, daß wir in diesem Falle die Wellenfront in lineare Streifen zerlegt haben, und daß sich unsere reflektierte Wellenfront aus Streifen aufbaut, die wir von aufeinanderfolgenden Wellen erhalten haben; dies wird aus der Fig. 1 ersichtlich, wo wir die

Fig. 1.

Reflexion eines Zuges, bestehend aus vier mit 1, 2, 3, 4 bezeichneten Wellen, an den Ritzen der Echelette sehen. Es ist sehr fraglich, ob sich die obere Wellenfront 4, 3, 2, 1 wie eine ebene Welle verhalten wird, das heißt, ob sie ohne Beugung fortwandern wird, denn jedes einzelne der Elemente, aus denen sie sich zusammensetzt, hat vor der Vereinigung mit seinem Nachbarelement eine oder mehrere Wellenlängen zu durchlaufen gehabt.

Das ist indessen eine Frage, die sich am besten experimentell beantworten läßt. In der Arbeit über die Echelette wurde die Ansicht zum Ausdruck gebracht, daß eine Konzentration von Licht auf ein Gebiet, das enger wäre als das von dem Beugungsbereich eines einzigen reflektierenden Elementes bedeckte, nicht erhalten werden könnte[1]). Weitere Betrachtungen lehren, daß dies nicht der Fall ist, denn in dem Idealfalle, den die Fig. 1 darstellt, fallen die Maxima erster Klasse der Lage nach mit den Minimis zweiter Klasse zusammen, und umgekehrt. In dem abgebildeten Falle wandern die reflektierten Wellen in der Richtung des Spektrums erster Ordnung, und der Gangunterschied zwischen den aufeinanderfolgenden Wellenfrontelementen beträgt λ.

Wenn wir die wahrscheinlichen Störungen im Phasenzusammenhang infolge der Zerlegung der Welle in schmale Streifen vernachlässigen, würden wir die gesamte Energie im Spektrum erster Ordnung erwarten. Wenn wir jedoch mit doppelt so langen Wellen arbeiten, so wird der Gangunterschied $\frac{\lambda}{2}$ statt λ sein, und wir würden die Energie ungefähr gleichmäßig auf das mittlere Bild und das Spektrum erster Ordnung verteilt finden, welch letzteres in diesem Falle stark links von der Richtung liegen wird, in welcher die reflektierten Wellen ausgehen. Das Gitter Nr. 8, das wir alsbald beschreiben werden, kommt von allen bislang untersuchten der Erfüllung dieser Bedingungen am nächsten. Für Wellen von 4,3 μ Wellenlänge liegt das Spektrum erster Ordnung nahezu in der Richtung der reflektierten Wellen und enthält 70 v. H. der Energie. Mit den Reststrahlen von Quarz ($\lambda = 8{,}6\ \mu$) erhalten wir 34 v. H. der Energie im Spektrum erster Ordnung und 66 v. H. im zentralen Bilde. Das Überwiegen der Energie im zentralen Bilde beruht auf dem Umstande, daß das „schräge Bild" (in der Richtung der Reflexion) für die Wellenlänge 8,6 μ dem zentralen Bilde näher liegt als dem Spektrum erster Ordnung.

Wir haben eine große Anzahl von Gittern untersucht, und die Arbeit ist noch nicht beendet. Zu einer vollkommenen Lösung jedes Einzelfalles müssen wir notwendig wissen, ob etwas von der ursprünglichen ebenen Oberfläche zwischen den Ritzen zurückgeblieben ist. Das ist bei den gröberen Teilungen oftmals der Fall und führt zur Bildung starker zentraler Bilder bei Untersuchung der Gitter mit sichtbarem Licht. Jedes Gitterelement kann also aus drei Streifen bestehen, nämlich den beiden Seitenwänden der Furche und dem dazwischen liegenden flachen Stück. Bisher haben wir nur mit einer einzigen Gattung von Ritzen Versuche angestellt, nämlich mit solchen, wie sie der Karborundkristall mit seinem Winkel von 120° ritzt. Den Winkel, unter dem der Kristall gegen die Oberfläche montiert wurde, haben wir indessen innerhalb weiter Grenzen geändert, ebenso auch die Furchentiefe usw. Andere Ritzengattungen werden wir zu dem Zwecke untersuchen, die für Arbeiten im Ultrarot geeignetste Form zu finden. Es erscheint wahrscheinlich, daß eine Ritze von 90° am besten sein wird, denn bei einer derartigen Ritze kann man die eine Kante fast unwirksam machen und einen größeren Teil der Oberfläche mitspielen lassen. Eine symmetrisch aufgestellte Furche von 90°, auf die das Licht senkrecht auffällt, wird eine Gattung darstellen, deren Untersuchung von Interesse sein wird. In diesem Falle haben wir nämlich eine zweifache Reflexion in der Ritze, da jedes Element der einfallenden Welle in zwei zerlegt wird, die mit den Enden einander zugewandt und wieder vereinigt werden, wie man leicht ersieht, wenn man für eine derartige Oberfläche die reflektierten Strahlen konstruiert. Ein Doppelspiegel von 90° hat die Eigenschaft, einen zweimal reflektierten Strahl wieder nach

1) R. W. Wood, a. a. O.

seinem Ausgangspunkte zurückzuwerfen, und zwar unabhängig von seiner Richtung, vorausgesetzt, daß er die Furche in einer zu ihr senkrechten Richtung kreuzt.

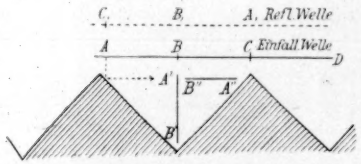


Fig. 2.

In Fig. 2 sei AB ein Teil der auf die geritzte Oberfläche auftreffenden ebenen Welle AD. Nach der ersten Reflexion wird dieser Teil die Lage $A'B'$ einnehmen, und nach der zweiten Reflexion die Lage $A''B''$. Der Teil BC wird in derselben Weise reflektiert werden, und die beiden Teile werden sich zu der Welle $C_1B_1A_1$ vereinigen. Es scheint daher, als würde eine derartige Oberfläche die Konstanz der Phase längs der Wellenfront nicht stören, ungeachtet des Umstandes, daß die Welle in Stücke zerlegt worden ist, und daß die Stücke ihre Plätze gewechselt haben. Unter diesen Umständen scheint es, als ob wir überhaupt keine Beugungsspektren erhalten würden, trotz der tiefen Furchen.

Wie sich jedoch eine Fläche genau verhalten wird, in die derartige Furchen eingeritzt sind, deren vollkommen glatte reflektierende Seitenwände in einer scharfen Kante zusammentreffen, das ist vielleicht noch fraglich. Ob eine Welle in paarweise Streifen zerlegt werden kann, die umgekehrt und wieder zu einer ebenen Welle vereinigt werden, ohne dabei eine Beugung zu erfahren, das ist eine Frage, die vermutlich nur durch das Experiment gelöst werden kann. Es erscheint möglich, daß viele von den Anomalien, die sich an Reflexionsgittern zeigen, aus einer zweifachen oder gar vielfachen Reflexion seitens der Ritzen erklärt werden können. Es ist indessen zweifelhaft, ob man in einer Furche, die in ihren Abmessungen mit der Wellenlänge kommensurabel ist, das Auftreten vielfacher Reflexionen annehmen darf. Die Untersuchung von Gittern dieser Gattung wollen wir später aufnehmen. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich nur mit dem Verhalten der Ritze von 120°.

Wir wollen nunmehr das individuelle Verhalten der einzelnen bisher untersuchten Gitter besprechen.

Die Anordnung der Apparatur war folgende: Das Licht eines Nernstkörpers wurde durch einen Hohlspiegel parallel gemacht, dann an drei großen polierten Quarzflächen reflektiert und durch einen zweiten Hohlspiegel auf den Spalt des Vakuumspektrobolometers vereinigt. Die Beugungsspektren ließen wir über den Bolometerstreifen hin wandern, indem wir das Gitter drehten; dadurch wird der Einfallswinkel verändert, und das macht die Anwendung der Formel für feststehendes Fernrohr und Kollimatorrohr und drehbares Gitter notwendig. Wir untersuchten jedes Gitter mit den Quarzreststrahlen und mit der CO_2-Strahlung und nahmen die Kurven für die Intensitätsverteilung auf. Die Flächen der Kurven maßen wir mit einem Planimeter aus, um die gesamte Energiemenge in jedem einzelnen Spektrum zu bestimmen. Die Kurve für das „zentrale Bild" war immer sehr viel höher als die Kurve irgendeines Spektrums, enthielt aber, da sie sehr schmal ist, häufig viel weniger Energie. Mit anderen Worten: Wir dürfen nicht die Ablenkung im zentralen Bilde und in einem gegebenen Spektrum als Maß der Energieverteilung ansehen, da die Strahlung nicht monochromatisch ist. Die Kurven wurden auf große Bogen Koordinatenpapier gezeichnet und lassen sich nicht sehr gut wiedergeben, selbst nicht in stark verkleinertem Maßstabe. Es erschien uns daher am besten, eine kleine Tafel herzustellen, die mehr qualitativ die Lage und Größe der Spektren verschiedener Ordnung zeigt, wie wir sie mit den einzelnen Gittern erhalten haben. Die gestrichelten Linien stellen die CO_2-Strahlung (Wellenlänge 4,3 μ) dar, die ausgezogenen Linien die Quarzreststrahlen (Wellenlänge 8,6 μ). Zwecks Raumersparnis haben wir die Kurve für das zentrale Bild, deren Höhe zuweilen das 70- bis 80fache ihrer Breite an der Basis ausmacht, in viel kleinerem Maßstabe dargestellt.

Wir wollen nunmehr die Gitter einzeln vornehmen.

Gitter Nr. 4. Konstante 0,0265 mm.

Dieses Gitter war auf der ältesten Teilmaschine von Rowland mit einem Daumen von 15 Zähnen geteilt worden. Die Konstante ist daher 15mal so groß wie die der gewöhnlichen Gitter. Die reflektierenden Flächen bildeten Winkel von 20,5° und 27,5° mit der ursprünglichen Oberfläche. Die Untersuchung unter dem Mikroskop nach der in der Arbeit über das Echelettegitter beschriebenen Methode der Beleuchtung mit rotem und grünem Licht[1]) zeigte, daß beide reflektierenden Flächen gut waren, und daß die Furchen durch Streifen der ursprünglichen Oberfläche voneinander getrennt waren, die unter dem Mikroskop schwarz er-

1) R. W. Wood, a. a. O.

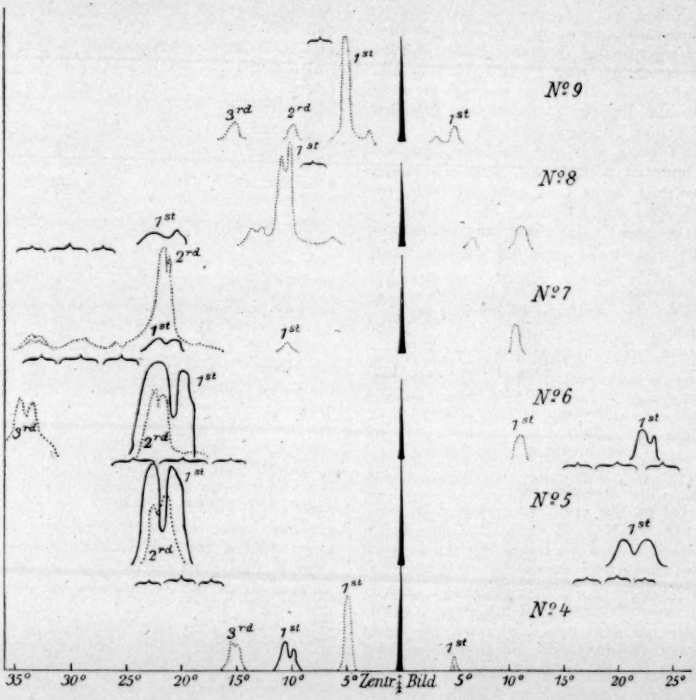


Fig. 3.

schienen und so breit waren, daß die unter 27,5° geneigte Seitenfläche (rotes Licht) mit dem schwarzen Streifen zusammen der unter 20,5° geneigten Seitenfläche (grünes Licht) an Breite gleich war, ein Umstand, der im Zusammenhange mit dem Verschwinden des Spektrums zweiter Ordnung von Wichtigkeit ist. Im großen ganzen ist das Gitter weder besonders gut noch interessant. Es konzentriert Licht sowohl nach rechts als auch nach links vom zentralen Bilde und liefert die glänzenden Spektren erster Klasse, von denen in der früheren Arbeit die Rede war[1]), bei senkrechter Inzidenz unter Winkeln von 40° und 55°. In jedem Falle ist der Punkt, dessen Bestimmung von Wichtigkeit ist, die Lage der Wärmestrahlenspektren in bezug auf den Lichtschein (die Spektren erster Klasse), der von den schrägen Seitenflächen der Furchen reflektiert wird. Wenn die eine Seite der Ritze mit der ursprünglichen Oberfläche einen Winkel von 20° bildet, und das Licht senkrecht auftrifft, so sieht man den Lichtschein, oder das schräge Bild, wie wir es fortan nennen wollen, unter einem Winkel von 40°. Bei den Spektrometerablesungen werden wir es unter 20° vom zentralen Bilde aus finden, denn wenn sich das Gitter mit dem Teilkreise um einen gegebenen Winkel dreht, so dreht sich der Strahl um den doppelten Winkel. Die Winkelstellung des schrägen Bildes wird daher in unserer Tafel (Fig. 3) durch den Winkel der Furchenkante gegeben. Wir haben es durch Klammern bezeichnet. Bei sehr groben Teilungen ist es nur ein Bild der Lichtquelle, aber ein wenig diffus infolge von Beugung; bei den feineren Teilungen erhalten wir die breiten Maxima und Minima erster Klasse (die Lage der überlagerten Muster, die von den einzelnen reflektierenden Streifen herrühren, oder der sogenannten schrägen Bilder, sind in Fig. 3 durch Klammern bezeichnet).

1) R. W. Wood, a. a. O.

Beim Gitter Nr. 4 fanden wir die Spektren der Wärmestrahlen zwischen dem schrägen Bilde und dem eigentlichen zentralen Bilde, wie aus der Tafel ersichtlich wird. Die Erklärung hierfür ist nicht recht sicher, und es erscheint wahrscheinlich, daß bei der Untersuchung irgendein schwerer Fehler vorgekommen ist.

Es wird nötig sein, die Beobachtungen mit diesem Gitter zu wiederholen, denn wir fanden keine Spektren rechts vom zentralen Bilde, mit Ausnahme eines sehr schwachen Spektrums erster Ordnung bei den CO_2-Strahlen, und wir müßten starke Spektren an der Stelle des schrägen Bildes unter 27,5° erwarten.

Die Intensitätsverteilung ist folgende:

Gesamtfläche des zentralen Bildes und der Spektren	100
Quarzreststrahlen, Spektrum erster Ordnung, links	36
„ Zentrales Bild	64
CO_2-Strahlen, Spektrum erster Ordnung, links	32
„ Spektrum dritter Ordnung, links	12
„ Zentrales Bild	46

Das Fehlen des Spektrums zweiter Ordnung für die CO_2-Strahlen ist vermutlich eine Folge des Umstandes, daß die Breite der reflektierenden Seiten gleich der dazwischen liegenden unwirksamen Fläche ist. Daher finden sich Lücken zwischen den reflektierten Wellen, wie bei einem Drahtgitter, bei dem $a = b$ ist, und das Spektrum, dessen Ordnungszahl um zwei höher oder niedriger ist als die des Spektrums, das in der Richtung liegt, in der die Wellen wandern, wird ausfallen, das heißt, die Wellen vernichten sich in diesen Richtungen selbst. Das schräge Bild liegt bei den CO_2-Strahlen in der Richtung des Spektrums vierter Ordnung; folglich müßte das Spektrum zweiter Ordnung fehlen, und das war, wie wir fanden, auch der Fall. Es ist interessant, zu sehen, daß wir mit Quarzreststrahlen ein starkes Spektrum erster Ordnung an dieser Stelle haben. Daß es uns nicht gelungen ist, in der Richtung des schrägen Bildes ein starkes Spektrum zweiter Ordnung für Quarzreststrahlen und ein solches vierter Ordnung für CO_2-Strahlen zu finden, ergab sich daher, daß wir das Gitter nicht weit genug zu drehen vermochten, um dieses Gebiet auf das Bolometer zu bringen.

Gitter Nr. 5. Konstante 0,0123 mm.

Neigung der reflektierenden Flächen: 22° und 30°.

Die mikroskopische Untersuchung lehrte, daß die unter 30° geneigten Flächen sehr mangelhaft reflektierten; sie erschienen von dunklen Flecken bedeckt, ein Zeichen dafür, daß die Oberfläche sehr rissig war, und es fand sich kein schräges Bild rechts vom zentralen Bilde, das im sichtbaren Licht vollständig fehlte. Für die Wärmestrahlen war die Intensitätsverteilung folgende:

Quarzreststrahlen, Spektrum erster Ordnung, links	63,
„ Spektrum erster Ordnung, rechts	7,
„ zentrales Bild	30;
CO_2-Strahlen, Spektrum zweiter Ordnung, links	46,
„ zentrales Bild	54.

In diesem Falle betrug die Spaltbreite 0,5 mm und die Breite des Bolometerstreifens 0,5 mm; das Auflösungsvermögen war also ein hohes. Die Galvanometerausschläge ließen sich mit einem Fehler von weniger als 1 mm — bei Gesamtausschlägen von 35 mm — reproduzieren.

Das Spektrum erster Ordnung für die Quarzreststrahlen fällt genau in die Richtung des schrägen Bildes und enthält 63 v. H. der Energie. Bei sichtbarem Licht findet sich kaum eine Spur eines zentralen Bildes, und praktisch das gesamte Licht fällt in das schräge Bild; hingegen finden wir bei den Wärmestrahlen das zentrale Bild ganz stark. Das ist auch zu erwarten, denn die Wärmestrahlen werden von den Seiten der Furchen in demselben Maße gebeugt wie Lichtwellen von einem gewöhnlichen optischen Gitter, und die Konzentration ist selbst dann nicht vollständig, wenn die Richtung eines Spektrums mit jener des schrägen Bildes zusammenfällt.

Bei den CO_2-Strahlen fehlen die Spektren erster Ordnung. Das steht im Einklang mit der Theorie. Wenn wir nämlich die reflektierten Wellenfronten zeichnen, die unter einem Winkel von 44° fortwandern, und ihre Breite so groß machen, wie wir sie bei einer Gitterkonstanten von 0,0123 mm und unter den angegebenen Winkeln erhalten würden, so finden wir, daß, wenn wir ihre Breite ein wenig vermindern, der Gangunterschied der von ihren Rändern kommenden Störungen in der Richtung des Spektrums erster Ordnung genau λ ist.

Wir würden jedoch erwarten, daß aus demselben Grunde das zentrale Bild sehr nahezu verschwindet, denn in diesem Falle wird der Gangunterschied 2λ betragen. Sein Auftreten beruht vermutlich darauf, daß die ideale Bedingung der Fig. 1 nicht erfüllt ist, das heißt, daß ein schmales dunkles Gebiet zwischen den reflektierten Wellenfronten liegt. Überdies erhalten wir Störungen von den andern Rändern

der Furche, die wir nicht mit in Rechnung gezogen haben.

Gitter Nr. 6. Konstante 0,0123 mm.

Neigung der reflektierenden Ebenen: 18° und 29°.

Die Seitenfläche mit 18° Neigung war schlecht und zeigte im sichtbaren Lichte geringe Reflexion. Das schräge Bild hatte ein blaues zentrales Maximum, das von roten und gelben Maximis eingerahmt war. Diese Eigentümlichkeit ist bereits in der früheren Arbeit erörtert worden[1]), und es hat sich ergeben, daß sie eine Folge des Umstandes ist, daß die Kante mit 29° Neigung doppelt war. Die Verteilung der Intensität war folgende:

Quarzreststrahlen,	zentrales Bild . .	17,
„	Spektrum erster Ordnung, links .	7,
„	Spektrum erster Ordnung, rechts	26;
CO_2-Strahlen,	zentrales Bild	16,8,
„	Spektrum zweiter Ordnung, links	37,
„	Spektrum dritter Ordnung, links	39,
„	Spektrum erster Ordnung, rechts.	7,2.

Das schräge Bild liegt unter 29° links, mitten zwischen den Spektren zweiter und dritter Ordnung der CO_2-Strahlen; demzufolge enthalten diese sehr nahezu dieselbe Energiemenge. Das Spektrum erster Ordnung auf der linken Seite fehlt, es ist aber auf der rechten Seite vorhanden, wenn auch schwach.

Die Quarzreststrahlen zeigen eine bemerkenswerte Konzentration im Spektrum erster Ordnung, welches 57 v. H. der gesamten Energie enthält. Bei den CO_2-Strahlen finden wir wiederum eine Konzentration infolge der kürzeren Wellenlängen; die beiden Spektren, die symmetrisch rechts und links vom schrägen Bilde liegen, enthalten nämlich zusammen 76 v. H. der Energie.

Gitter Nr. 7. Konstante 0,0123 mm.

Neigung der Flächen: 30° und 20°.

Die unter 20° geneigten Flächen waren rauh, reflektierten schwach und lieferten kein schräges Bild. Die unter 30° geneigten Flächen waren ausgezeichnet, und es war kein sichtbares zentrales Bild vorhanden. Die Energie war folgendermaßen verteilt:

Quarzreststrahlen,	zentrales Bild. .	52,
„	Spektrum erster Ordnung	48;
CO_2-Strahlen,	Spektrum erster Ordnung, links	2,
„	Spektrum erster Ordnung, rechts	6,
„	Spektrum zweiter Ordnung, links	63,
„	Spektrum dritter Ordnung, links	6,
„	zentrales Bild	23.

Hier fehlten die Spektren erster Ordnung für die CO_2-Strahlen wiederum praktisch ganz, während das Spektrum zweiter Ordnung 63 v. H. der gesamten Energiemenge, die größte bislang erhaltene Menge, enthält. Das Spektrum dritter Ordnung ist in diesem Falle sehr schwach.

Beim Gitter Nr. 6 hatten die Spektren zweiter und dritter Ordnung praktisch die gleiche Intensität, und doch ist zwischen diesen beiden Gittern, wenn man sie optisch untersucht, sehr wenig Unterschied, wenn man von dem viel geringeren Reflexionsvermögen der Flächen mit 20° Neigung beim Gitter Nr. 7 absieht. Wegen der wunderbaren Konzentration der Energie auf das Spektrum zweiter Ordnung scheinen schwächere äußere Teile der CO_2-Bande bis nahe an das Spektrum dritter Ordnung des starken Teiles heranzureichen.

Gitter Nr. 8. Konstante 0,0123 mm.

Neigung der Flächen: 8°.

In diesem Falle ist die Neigung der reflektierenden Flächen so gering, daß die Maxima und Minima des schrägen Bildes auf die Gitterspektren links vom zentralen Bilde treffen. Diese Gitterspektren und das zentrale Bild sind stark, und die Farbenverteilung ist höchst merkwürdig. Das Spektrum dritter Ordnung kann beispielsweise nur grünes Licht enthalten, während ein anderes nur rotes und blaues enthält. Eine farbige Tafel in der im Erscheinen begriffenen Auflage von Woods „Physical Optics" zeigt diesen Sachverhalt.

Die Intensitätsverteilung bei Verwendung der Wärmestrahlen ist folgende:

Quarzreststrahlen,	zentrales Bild. .	66,
„	Spektrum erster Ordnung, links .	34;
CO_2-Strahlen,	zentrales Bild	22,
„	Spektrum erster Ordnung, links	70,
„	Spektrum erster Ordnung, rechts.	8.

In diesem Falle finden wir, daß für die CO_2-Strahlen das Spektrum zweiter Ordnung fehlt und ein sehr starkes Spektrum erster Ordnung vorhanden ist, das sehr nahe an der Stelle liegt, auf welche die Energie seitens der

1) R. W. Wood, a. a. O.

unter 8° geneigten Flächen geworfen wird. Wie im vorigen Falle erscheint die CO_2-Bande breit und deutlich in eine doppelte Bande aufgelöst in der Mitte. Das schräge Bild liegt näher am zentralen Bilde als das Spektrum erster Ordnung für die Quarzstrahlen; es erhält infolgedessen den größeren Energieanteil.

Dieses Gitter ist bereits im Zusammenhange mit der Theorie besprochen worden.

Gitter Nr. 9. Konstante 0,0265 mm.

Die Neigung der reflektierenden Flächen war sehr gering, ungefähr 6°, und der größte Teil der Energie erscheint im Spektrum erster Ordnung der CO_2-Strahlen, die allein im vorliegenden Falle zur Verwendung gelangten.

Die Energieverteilung war folgende:

Spektrum erster Ordnung, links .	40.
„ zweiter „ „ .	9,
„ dritter „ „ .	10,
Zentrales Bild	32,
Spektrum erster Ordnung, rechts	9.

Hier haben wir wieder eine Konzentration der Energie auf das Spektrum erster Ordnung als eine Folge der geringen Neigung der reflektierenden Flächen.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

Die bislang gewonnenen Ergebnisse scheinen in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der Theorie zu stehen und weisen darauf hin, daß das Verfahren zuverlässige experimentelle Daten hinsichtlich der Verteilung der Energie als Funktion der Form der Ritzen liefert. Sie zeigen uns, daß die Beugung der Strahlung seitens der reflektierenden Flächen uns daran hindert, die gesamte Energie auf ein einziges Spektrum zu konzentrieren, daß wir aber mit einer Kante von passender Neigung bis zu 70 v. H. der Energie ausnutzen können.

Diese Arbeit ist nur als vorläufige Mitteilung gedacht, und wir wollen demnächst die Untersuchung von Ritzen anderer Gestalt in Angriff nehmen. Eine gründlichere Kenntnis der genauen Natur der geteilten Oberfläche ist wünschenswert, und Vorversuche haben ergeben, daß wir solche erhalten können, wenn wir mit einem Mikrotom Schnitte durch Zelluloidabdrücke der Oberfläche machen. Solche Schnitte werden im Verein mit der mikroskopischen Untersuchung in rotem und grünem Licht und mit Bestimmungen der Furchenwinkel am Spektrometer uns ein sehr vollständiges Bild von der Furche liefern.

In Zukunft beabsichtigen wir, homogenere Strahlung zu verwenden; zu diesem Zwecke werden wir weißes Licht mittels einer Steinsalzapparatur zerlegen und jedes Gitter in einem breiteren Wellenlängenbereiche untersuchen. Dadurch werden wir imstande sein, allmählich schrittweise von der mit den Quarzreststrahlen erhaltenen Energieverteilung zu der mit der CO_2-Strahlung erhaltenen zu gelangen.

(Nach Phil. Mag. (6) **20**, 886—898, 1910 aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 23. November 1910.)

Über die Ultraviolettabsorption des Sauerstoffes.

Von H. v. Wartenberg.

Kürzlich ist von Hrn. Hallwachs[1]) auf das von Hrn. E. Meyer[2]) gemessene starke Absorptionsvermögen des Ozons im Ultraviolett bei 256 $\mu\mu$ hingewiesen und seine Anwendung zum Nachweis sehr kleiner Mengen O_3 empfohlen worden. Auf Anregung von Hrn. E. Warburg sollte nun versucht werden, mit Hilfe dieser Absorption die in hocherhitztem Sauerstoff befindlichen O_3-Mengen zu messen. Es ist nämlich nicht möglich, dieses $3O_2 \longrightarrow 2O_3$-Gleichgewicht in einer der üblichen Weisen durch Durchleiten von O_2 durch ein heißes Rohr und nachherigen analytischen Nachweis von O_3 zu messen, da das O_3-haltige Gas bei der überaus großen Zerfallsgeschwindigkeit des O_3 nicht hinlänglich rasch abgekühlt werden kann, und man ist daher auf Methoden angewiesen, welche die Analyse des heißen Gases selbst gestatten. Wie nun gleich vorweg genommen werden soll, ist dieser Versuch mißglückt, indem sich unerwarteterweise eine andre Absorption des hocherhitzten Sauerstoffs störend überlagerte. Da diese jedoch selbständiges Interesse bot, ist die Untersuchung doch weitergeführt worden, wobei im Prinzip folgende Methode benutzt wurde. Das spektral zerlegte Licht einer Hg-Lampe passierte ein heizbares Rohr, das mit O_2 und N_2 gefüllt werden konnte, und wurde seiner Intensität nach mit einer photoelektrischen Zelle gemessen. Durch abwechselndes Füllen des Rohrs mit O_2 und N_2 konnten die durch die beiden Gase durchgelassenen Lichtmengen verglichen werden bei verschiedenen Wellenlängen und Temperaturen.

Zur Ausführung diente nach zahlreichen Vorversuchen folgende Apparatur. Das Licht einer in einem Blechkasten vertikal brennenden Hg-Quarzlampe (120 Volt × 4 Amp.) passierte einen 1 mm weiten Spalt und Quarzkollimatorlinse, dann ein einfaches Quarzprisma (60°, optische

1) Hallwachs, Ann. d. Phys. **30**, 602, 1909.
2) E. Meyer, Ann. Phys. **12**, 849, 1903.

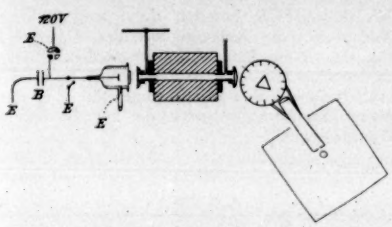


Fig. 1.

Achse ⊥ brechenden Kante) und traf schließlich eine Quarzlinse von 50 cm Brennweite (für *Na*-Licht), die gleich als Ofenfenster diente. Durch diese wurden etwas vergrößerte Spaltbilder auf das Quarzfenster der photoelektrischen Zelle geworfen, auf der ein Bariumplatincyanürschirm befestigt war mit einem Spalt, der gerade von dem Bild einer Linie ausgefüllt wurde, so daß ziemlich homogenes Licht auf die empfindliche Platte der Zelle fiel. Das Prisma stand auf einem kleinen, Minuten angebenden Spektrometer in der Minimumstellung für $\lambda = 254\,\mu\mu$. Sollte die Wellenlänge variiert werden, so wurde Prisma und Kollimatorrohr samt Lampe um berechnete Winkel gedreht, wobei bis $\lambda : 230\,\mu\mu$ auf dem Cyanürschirm die Linien gesehen und die Stellung kontrolliert werden konnte. Zwischen Zelle und Quarzlinse lag das Heizrohr eines Nernstschen Iridiumofens[1]), ein 19 cm langes, 1,5 cm weites, innen mit MgO überzogenes Ir-Rohr, das zwischen zwei wassergekühlte Fassungen gelötet war, mittelst deren ein starker transformierter Wechselstrom durch das zum Wärmeschutz mit MgO umgebene Rohr geschickt werden konnte. An seinen Enden trug es ein ebenes Quarzfenster und die Linse und Röhrchen zum Zu- und Ableiten der Gase. Durch Umstellen eines Dreiweghahnes konnte elektrolytisch aus KHO-Lösung entwickelter und mit heißem Pt-Schwamm und H_2SO_4 gereinigter O_2 oder aus einem Gasometer mit Natriumhydrosulfit[2]), $AgNO_3$, KHO, H_2SO_4 gereinigter N_2 in den Ofen geleitet werden, der noch zur Sicherheit über etwas blankes glühendes Kupfer strich, das aber unverändert blieb. Die Temperatur der Ofenwand in der Mitte wurde mit Hilfe eines geeichten Wannerpyrometers ermittelt, das mit einem Schlitten an die Stelle der Photozelle geschoben werden konnte. Die lichtelektrische Zelle[1]) bestand aus einer nach Hrn. Leithäuser[2]) platinierten Quarzplatte in einem mit Kohle und flüssiger Luft vervollkommneten Vakuum. Das durch das Quarzfenster einfallende Licht lud die Platte proportional der Lichtintensität auf[3]), wobei die Elektrizität durch einen Bronsonwiderstand von $2{,}5 \cdot 10^9\,\Omega$ zur Erde abfloß. Der Spannungsabfall an diesem Widerstand wurde mit einem Dolezalek-Elektrometer mit 120 Volt an der Nadel gemessen, das 94 cm Ausschlag für 1 Volt bei 1,30 m Skalenabstand gab. Alle Leitungen waren sorgfältig von geerdeten Röhren und Schachteln umgeben. Es ließ sich gut von $\lambda = 254\,\mu\mu$ bis $\lambda = 210\,\mu\mu$ messen; bei kleineren λ ist die Energie der Hg-Lampe, bei größeren die Empfindlichkeit der Zelle zu klein[3]). Der letzte Umstand war insofern sehr angenehm, als das nicht abzublendende Licht des weißglühenden Ofens, ohne zu stören, auf die Zelle fallen konnte.

Eine Versuchsreihe spielt sich nun folgendermaßen ab. Nach Anheizen des Ofens und Konstantwerden der Hg-Lampe wurde auf eine bestimmte Wellenlänge eingestellt und das Licht durch den mit N_2 gefüllten Ofen auf die Zelle fallen gelassen. Nach Ablesung des Elektrometerausschlages wurde das Licht abgeblendet, um den Nullpunkt des Elektrometers festzustellen; hierauf wurde wieder belichtet, dann N_2 mit O_2 mehrmals vertauscht unter jedesmaliger Ablesung, um dann mit einer Nullpunktsbestimmung zu schließen, wie das folgende Beispiel zeigt:

$\lambda = 220\,\mu\mu$ $\quad t = 159^0\,C$

Skala: cm		
N_2		
45,0	Nullpunkt	
	20,5	Es betrug also der Ausschlag:
47,0	O_2	für N_2 = 26,4 cm
	29,5	„ O_2 = 8,5 cm
48,5		
	29,2	$x = \frac{O_2}{N_2} = \frac{8{,}5}{26{,}4} = 0{,}32$
47,0		
	29,0	
48,0	Nullpunkt	
	21,0	

Nimmt man an, daß N_2 alles Licht durchläßt, so erhält man aus dem Quotienten der Ausschläge für O_2 und N_2 direkt die Menge des von O_2 durchgelassenen Lichtes. Zu der Annahme, N_2 absorbiere nichts bei der hohen Temperatur, ist man berechtigt, weil entsprechende Versuche zeigten, daß bei 1900° C H_2 und mit H_2O von 20 mm Druck beladener H_2 genau dieselben Ausschläge wie N_2 ergaben und eine zufällig

1) vgl. z. B. Abbildung und Beschreibung. Zeitschr. anorg. Chem. **56**, 322, 1907.
2) Franzen, Chem. Ber. **39**, 2069, 1906.

1) Diese Zelle sowie zahlreiche wertvolle Ratschläge verdanke ich Hrn. Pohl. Beschrieben ist die Zelle in Verh. Dtsch. phys. Gesellsch. 1909, S. 341.
2) Leithäuser, Zeitschr. f. Instrumentenkde. **28**, 113, 1908.
3) Ladenburg, diese Zeitschr. **8**, 590, 1907.

gleiche Absorption der 3 Gase unwahrscheinlich ist. Direkte Vergleiche von kaltem und heißem N_2 ergaben einen unbedeutend kleineren Ausschlag für den heißen, was vielleicht mit der Wärmebestrahlung der Zelle durch den Ofen zusammenhängt. Die Ausschläge wie auch die Nullpunktslage schwankten etwas (maximal ca. 5 Proz.), zum größten Teil infolge der kleinen Inkonstanz der Lampe. Die erhaltenen Zahlen (Ausschläge in cm) sind in Tab. 1 eingeführt, wo unter x die Menge des von O_2 durchgelassenen Lichtes zu verstehen ist.

Tab. 1.

	λ	254	239	230	220	210	t^0 C
Ausschlag	N_2	24,4	40,6	40,2	35,8	6,2	
	O_2	22,4	34,5	31,3	25,8	4,1	1268
	x	0,92	0,85	0,78	0,72	0,66	
Ausschlag	N_2	24,1	41,3	40,5	24,0	4,2	
	O_2	20,8	32,4	28,4	12,0	1.9	1452
	x	0,86	0,79	0,70	0,50	0,45	
Ausschlag	N_2	25.2	42,0	40 0	26,4	3,8	
	O_2	20,4	29,4	21.1	8,5	0,6	1590
	x	0,81	0,70	0,53	0,32	0,16	
Ausschlag	N_2	23,6	27,6	31,8	29.2	—	
	O_2	16,1	13,6	13,8	5.5	—	1832
	x	0,68	0,49	0,43	0,19	—	

Wie aus den abnehmenden x zu ersehen, wird von O_2 um so weniger Licht durchgelassen, je kürzer die Wellenlänge und je höher die Temperatur ist. Zu den Daten ist noch zu bemerken, daß die Ausschläge z. B. für N_2 bei einer Temperatur und verschiedenen λ nicht vergleichbar sind, da bei 239 und 230 $\mu\mu$ die Intensität des Lampenlichtes geschwächt werden mußte durch Blenden, weil der Ausschlag sonst zu groß wurde. Höher hinauf wurde nicht mit der Temperatur gegangen, weil O_2 doch schon nur wenig mehr durchließ und weil ein feiner Nebel das Rohr erfüllte bei 1950°. Daß nicht etwa die Lichtabsorption des O_2 auf chemischen Nebenreaktionen beruhte, ergaben besondere Versuche. Als mögliche Verunreinigungen des O_2 kommen N_2O und NO in Betracht, die sich bei den Temperaturen aus Spuren beigemengten N_2's bilden könnten. Beide Gase absorbieren aber kalt (in 6facher Dichte!) in 4facher Schichtlänge in reinem Zustand nur 30 Proz. bei $\lambda = 254 - 230$, waren also als höchstens minimale Spuren unwirksam. Auch flüchtige *Ir*-Oxyde kamen nicht in Betracht. Eine 20 cm lange 1300° heiße O_2-Schicht in einem leeren Porzellanrohr absorbierte 40 Proz. bei $\lambda = 254 - 230$, bei 1000° war noch ein deutlicher Unterschied von N_2 und O_2 zu bemerken. Die Zahlen von Tab. 1 wurden nun graphisch aufgetragen und möglichst glatte Kurven gezogen. Mit deren Hilfe konnten dann ausgeglichene Zahlen für die Abhängigkeit der Absorption von der Wellenlänge erhalten werden. Diese Zahlen sind den weiteren Rechnungen zugrundegelegt und in Tab. 2 zusammengestellt. A ist das Absorptionsvermögen oder die komplementäre Durchlässigkeit: $1 - x$.

Tab. 2.

A in Prozent.

t^0C	λ 254	λ 239	λ 230	λ 220	λ 210
1270	8	15	22	28	34
1450	14	22	30	42	65
1590	19	32	43	63	90
1830	32	47	60	81	100

Um die erhaltenen Werte vergleichbar zu machen, mußten sie noch auf gleiche Schichtlänge und gleiche Dichte (0°C) reduziert werden. Je höher nämlich der Ofen temperiert ist, auf eine um so kleinere Strecke ist der Ofen auf der Temperatur des photometrierten Mittelstückes, vielmehr fällt diese ziemlich steil nach den Enden zu ab, wie das Fig. 2 zeigt, die zentimeterweise mit Hilfe eines Thermoelementes resp. Wannerpyrometers ausgemessen ist. Da nun die Absorption des O_2 schon bei 1000° beginnt, ist es einigermaßen willkürlich, welche Schichtlänge man als wirksam bei den gemessenen Temperaturen annehmen will. Eine Zerlegung in einzelne Schichten mit verschiedenen Temperaturen ist sehr schwierig und kaum durchzuführen, ohne größere Genauigkeit als folgende Methode zu bieten. Es sind 3 ungefähr zutreffende Schichtlängen von 6, 7 und 8 cm als wirksam angenommen und statt der in der Mitte des Rohres gemessenen Maximaltemperaturen 3 diesen Schichtlängen entsprechende niedrigere mittlere Temperaturen abgeschätzt nach Fig. 2. Man bekam so für jede Gruppe 3 maximal um 20 Proz. differierende Absorptionswerte für

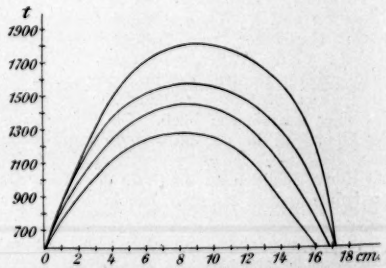


Fig. 2.

die Absorption von 1 cm bei der Mitteltemperatur glühenden O_2, deren Mittel dann benutzt wurde. Um alle Zahlen dann noch auf gleiche Dichte (0°C) zu reduzieren, wurden folgende Formeln angewendet: Ist bei $T' = 273^0$ abs. die gesuchte Durchlässigkeit x' bei der Schichtdicke von 1 cm, bei der gefundenen Mitteltemperatur T die für die Schichtdicken d (6, 7 und 8 cm) gefundene Durchlässigkeit x, so gilt nach dem Lambert-Beerschen Gesetz:

$$\log x' = \log x \frac{T}{d \cdot 273},$$

und $1 - x' = A'$ wird das Absorptionsvermögen von 1 cm O_2 bei der Temperatur t^0C bezogen auf die Normaldichte bei 0°C. Tab. 3 gibt die so erhaltenen Werte für A in Prozenten:

Tab. 3.

A' in Prozenten.

t^0 C	$\lambda = 254$	$\lambda = 239$	$\lambda = 230$	$\lambda = 220$	$\lambda = 210$
1220	6	12	17	23	28
1400	12	20	27	39	52
1580	19	31	42	60	100
1760	34	49	62	83	100

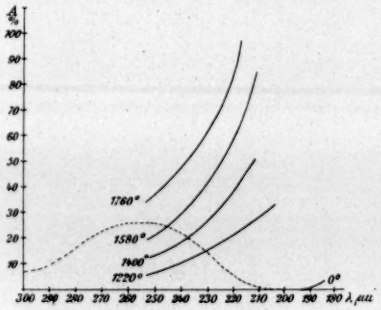


Fig. 3.

In Fig. 3 sind diese Werte graphisch aufgetragen zusammen mit den von Kreusler[1]) für O_2 von 0° gefundenen Absorptionsvermögen (auf 1 cm Schichtdicke umgerechnet):

λ	A' Proz.
186	2
193	0,4

Zur Orientierung ist ferner noch gestrichelt eingezeichnet der Verlauf der O_3-Absorption nach E. Meyer[2]), berechnet für O_3 von 0,001 Atm. in 1 cm Schichtdicke. Eine experimentelle rohe Nachprüfung mit meinem Apparat gab genau denselben Verlauf der Kurven.

1) Kreusler, Ann. d. Phys. **6**, 419, 1901.
2) E. Meyer, Ann. d. Phys. **12**, 855, 1903.

Bei Umrechnung der Absorption des durch die Hitze auf $^1/_5$ bis $^1/_7$ verdünnten O_2 auf solchen von normaler Dichte ist übrigens das Beersche Gesetz benutzt, das nach den bekannten Untersuchungen von Hrn. Ångström und Frl. v. Bahr für Gase im Ultrarot nicht gültig ist. Für die Ungültigkeit desselben für O_2 im Ultraviolett sprechen die Versuche von Liveing und Dewar[1]), die bei 18 m Dicke und 80 Atm. (eine der Erdatmosphäre entsprechende O_2-Konzentration) Absorption bis 336 $\mu\mu$ fanden, während die Atmosphäre bis 293 $\mu\mu$ durchläßt. Für einige O_2-Banden aber gilt es wiederum nach Janssen[2]). Bei kleineren, hier in Betracht kommenden Drucken ist es vielleicht als angenähert richtig anzunehmen analog dem O_3, bei dem kürzlich Frl. v. Bahr[3]) die Unabhängigkeit der Absorption vom Gesamtdruck im Ultraviolett fand, während sonst gerade die Abhängigkeit von diesem die Ungültigkeit des Beerschen Gesetzes begründet. Jedenfalls ist der mit dieser Annahme gemachte Fehler kleiner als der aus der undefinierten Schichtdicke[4]) fließende. Die angegebenen Zahlen sind infolgedessen mit einer erheblichen Unsicherheit (20—50 Proz.) behaftet, die sich bei den benutzten Mitteln nicht vermeiden ließ.

Fig. 3 zeigt, daß als Ursache der Absorption O_3 nicht in Betracht kommen kann. Erstens tritt die Absorption bei Temperaturen schon auf, bei denen man noch keine nennenswerten O_3-Mengen erwarten kann. Zweitens liegt das Maximum bei andern Wellenlängen und drittens ist eine durch die Temperaturerhöhung bedingte Verschiebung der O_3-Bande nach kürzeren Wellen nicht anzunehmen, da bei steigender t die Absorption immer mehr nach längeren Wellen übergreift. Da eine solche Verschiebung jedoch durch eine allgemeine Verbreiterung überdeckt werden kann, wurde ein Cd-Funkenspektrum mit einem Quarzprisma photographiert unter Zwischenschaltung einer 5 cm langen mit Quarzfenstern versehenen Röhre, die (durch Kohlensäureschnee) auf — 80° abgekühlt oder auf 155° geheizt werden konnte. Durch diese Röhre wurde elektrolytisch entwickeltes O_3 geleitet (ca. 1 proz.), dessen Konzentration, nach

1) Kayser, Handbuch der Spektroskopie **3**, 360, 1905.
2) Kayser, Handbuch der Spektroskopie **2**, 280, 1902.
3) E. v. Bahr, Ann. d. Phys. **33**, 598, 1910.
4) Eine definierte Schichtlänge ließe sich in der Weise erreichen, daß man entweder ein sehr langes Rohr nähme oder kein gleichförmig wanddickes Heizrohr, sondern z. B. ein 70 Proz. *Pt*, 30 Proz. *Ir*-Rohr von 0,25 mm Wanddicke und 10 cm Länge, an dessen Enden 10 cm lange, 0,4 mm wanddicke *Pt*-Röhren geschweißt wären und erst an diese die kupfernen Stromleitungen. Der Temperatursturz würde sehr steil werden, da die glühenden Zuleitungen nicht soviel Wärme ableiten, aber auch noch nicht schädlich heiß sein würden.

dem Verlassen des Heizrohres analytisch festgestellt, so geregelt wurde, daß bei beiden Temperaturen die gleiche O_3-Menge in dem Lichtweg war. Falls nun bei den hohen Temperaturen nach Fig. 3 wirklich eine Verschiebung der O_3-Bande bei 256 $\mu\mu$ vorläge, wäre hier bei einem Temperaturintervall von 235° eine solche von ca. 10 $\mu\mu$ zu erwarten gewesen, was 4 mm auf der Photographie entsprochen hätte. Beide Spektren, bei −80° und bei +155°C, waren jedoch identisch, so daß eine Verschiebung der O_3-Bande nicht anzunehmen ist.

Da sich in Fig. 3 bei 256 $\mu\mu$ kaum eine Andeutung der Ozonbande bemerkbar macht, kann man wenigstens eine obere Grenze für die in heißem Sauerstoff stabilen O_3-Mengen berechnen, allerdings nur unter der unbewiesenen Voraussetzung, daß: 1. der von E. Meyer festgestellte Absorptionskoeffizient sich nicht mit der Temperatur ändert, 2. das Beersche Gesetz gilt. Nach Fig. 3 wäre eine Überlagerung einer O_3-Absorption von 10 Proz. über die vorhandene anderen Ursprungs mit Sicherheit aus dem anormalen Umbiegen der Kurven zu erkennen. Um aber bei 1760°C eine 10proz. Absorption bei 7 cm Schichtlänge hervorzurufen, wären nach den Zahlen von E. Meyer bei 256 $\mu\mu$ 0,04 Proz. O_3 nötig. Diese, natürlich sehr unsichere Zahl paßt ganz gut zu der bisherigen Kenntnis vom $3O_2 \longrightarrow 2O_3$ Gleichgewicht, denn alle Versuche und Berechnungen[1]) lassen bei 1800° C derartige O_3-Konzentrationen erwarten.

Es bleibt noch übrig, den Ursprung der in Fig. 3 dargestellten Absorptionskurven zu deuten. Wie es scheint, liegt eine Verbreiterung der Sauerstoffbande vor, die bei 0° und 1 Atm. nach Kreusler bei ca. 186 $\mu\mu$ endet, von Lymann[2]) mit einem Vakuumgitterspektrographen näher untersucht ist, und deren Ende bei 186 $\mu\mu$ von Steubing[3]) (in Emission) in mehrere Einzelbanden zerlegt ist. Danach absorbiert O_2 bei 0,02 Atm. Druck bei 135—155 $\mu\mu$ in einer Bande, die sich mit steigendem Druck rascher nach längeren als kürzeren Wellen verbreitert und bei $p = 1$ Atm. bei 186 $\mu\mu$ die Kreuslersche Grenze erreicht. Die weitere Verbreiterung infolge Temperaturerhöhung von 1200° bis 1800°C gegenüber dem Ende bei 0° beträgt etwa 80—150 $\mu\mu$, wenn man die Kurven bis auf die Ordinate der Kreuslerschen Kurven extrapoliert. Wenn, wie heute meist angenommen wird, die Lichtabsorption in Zusammenhang mit den Molekülstößen steht, müßte eine solche Verbreiterung proportional dem Druck p und $\sqrt{T}$, der absoluten Temperatur, erfolgen. Dies gilt hier nicht streng. Denn das Ende der Bande nähert sich erstens, wie Lymann zeigt, mit steigendem Druck asymptotisch einem Grenzwerte und geht auch nicht proportional $\sqrt{T}$ weiter. Liest man auf Fig. 3 die λ ab, bei denen eine gleichstarke z. B. 30 proz. und 40proz. Absorption bei verschiedenen Temperaturen erfolgt, und trägt graphisch die Differenz der λ, d. h. die Verbreiterung, und $\sqrt{T}$ auf, so erhält man keine Geraden. Es scheint jedoch schon bemerkenswert, daß Erhöhung von T und p in gleichem Sinne wirken. Ob eine Verschiebung oder Verbreiterung vorliegt, läßt sich weder aus der Lymannschen Arbeit entscheiden, die keine quantitativen Absorptionsmessungen gibt, noch aus der vorliegenden, da das Maximum der Bande nicht erreicht ist. Es ist vielleicht nur ein Breiterwerden und Zusammenfließen von Einzelbanden, aus denen die Lymannsche Bande nach Steubing zu bestehen scheint. Eine wirkliche Verschiebung von Banden durch Temperaturerhöhung von 0° — 1500° um 130 $\mu\mu$ (von derselben Größenordnung wie hier) ist bisher nur von Paschen[1]) bei CO_2 und H_2O im Ultrarot gefunden, von Kayser[2]) aber wegen der sehr kleinen Dispersion bezweifelt worden.

Nicht ohne Interesse dürfte schließlich die Folgerung sein, daß Lichtquellen, z. B. Sterne, mit heißen O_2-Atmosphären nur ein stark reduziertes Ultraviolett aussenden. Da Sonnenlicht noch bis $\lambda = 293$ $\mu\mu$ wahrgenommen wird, trifft diese Bemerkung wohl nicht für die Sonne zu, was bei ihrer starken H_2-Atmosphäre auch wahrscheinlich ist, obwohl O_2-Linien nachgewiesen sind[3]).

Als Resultat der Arbeit ließe sich zusammenfassen, daß die bei 0°C bei ca. 186 $\mu\mu$ endende Absorption des äußersten Ultravioletts des Sauerstoffes sich beim Erhitzen bis auf 1800°C nach längeren Wellen bis über 300 $\mu\mu$ hinaus ausbreitet.

1) Fischer u. Marx (Chem. Ber. **40**, 446, 1906) finden beim Vorbeiblasen von Luft an einem 2000°C heißen Nernststift 0,1 Proz. O_3, glauben aber ihren Versuchsbedingungen nach sicher das Gleichgewicht nicht erreicht zu haben. Nernst (Zeitschr. f. Elektrochem. **9**, 892, 1903), berechnet mit Hilfe der elektromotorischen Kraft der O_2/O_3 Kette = 0,64 Volt (ein neuerdings von Jahn [Zeitschr. f. anorg. Chem. **60**, 332, 1908] bestätigter Wert) für 1900°C 0,1 Proz.

2) Lymann, Astrophys. Journ. **27**, 87, 1908.

3) Steubing, Ann. d. Phys. **33**, 563, 1910.

1) Paschen, Wied. Ann. **50**, 409, 1893; **53**, 334, 1894.

2) Kayser, Handbuch der Spektroskopie **1**, 109, 1905.

3) vgl. Kayser, Handbuch der Spektroskopie **1**, 118, 1900.

Berlin, Physikalisch-Chemisches Institut der Universität.

(Eingegangen 7. November 1910.)

Eine empirische Beziehung zwischen der Voltaschen Spannungsreihe und den optischen Konstanten der Metalle[1]).

Von A. L. Bernoulli.

Durch die Untersuchungen von Hagen und Rubens kennen wir eine einfache quantitative Beziehung, welche das elektrische Leitvermögen der reinen Metalle verknüpft mit dem Reflexionsvermögen für lange Wellen. Für kürzere Wellenlängen, z. B. für diejenigen des sichtbaren Lichts, versagt diese Beziehung. Dagegen scheint eine ähnlich einfache Beziehung zu bestehen zwischen den optischen Konstanten im sichtbaren Teil des Spektrums und den Einzelpotentialen der betreffenden Metalle, eine Beziehung, die allerdings vorerst rein empirischen Charakter hat.

Man kann bekanntlich auf zwei verschiedene Arten für metallisch reflektierende (optisch isotrope) Medien einen Polarisationswinkel definieren. Mit Cauchy betrachten wir denjenigen Reflexionswinkel als Polarisationswinkel, für welchen einfallendes linear polarisiertes Licht von 45° Azimut durch die Reflexion zirkular polarisiert wird. Eine andere Definition eines Polarisationswinkels verlangt, daß dieser Einfallswinkel der Brewsterschen Bedingung genüge, d. h. daß für ihn das Azimut des wieder linear gemachten reflektierten Lichts ein Minimum sei. Praktisch fallen diese beiden Definitionen für alle bisher untersuchten Metalle zusammen, dagegen sind, wie schon vor längerer Zeit P. Drude[2]) und neuerdings auf andere Weise W. Voigt[3]) gezeigt haben, die beiden Definitionen nicht analytisch identisch.

Die Ableitung des Azimuts nach dem Einfallswinkel wird nach Drude[4]) für den Fall des Haupteinfallswinkels

$$\frac{\partial \psi}{\partial \varphi}_{\varphi = \varphi} = \operatorname{cotg}^2 \varphi \cdot 4 \sin \psi = \omega. \quad (1)$$

Dabei ist φ der Haupteinfallswinkel, ψ das Hauptazimut, und die durch Gleichung (1) definierte Größe ω will ich im folgenden als die Drudesche Konstante des betreffenden Metalls bezeichnen. Sie ist positiv und von der Größenordnung 10^{-2} und variiert, wie ich kürzlich[5]) gezeigt habe, in der Reihe der Metalle von 0,000 18 bei Natrium bis 0,0367 beim Niob. Ordnet man die reinen Metalle nach wachsenden Werten von ω, so ergibt sich eine auffallende Parallele zur Voltaschen Spannungsreihe. Diese Parallele tritt noch wesentlich deutlicher hervor, wenn man statt nach ω ordnet nach ω/Valenz und zwar scheint die Abhängigkeit der Drudeschen Konstanten vom Einzelpotential eine streng lineare zu sein. Trägt man nämlich wie in der Figur die Größe ω/n, also den Quotienten aus der Drudeschen Konstanten in die Valenz als Abszisse und die zugehörigen Einzelpotentiale gemessen gegen die Wasserstoffelektrode als Ordinaten auf, so liegen die Punkte nahe auf einer Geraden.

Was bedeutet nun die neue Beziehung physikalisch? Die Zersetzungsspannung mißt die Arbeit, die bei der Entladung eines Äquivalents umgesetzt wird. Wäre die Gleichung von Helmholtz-Thomson

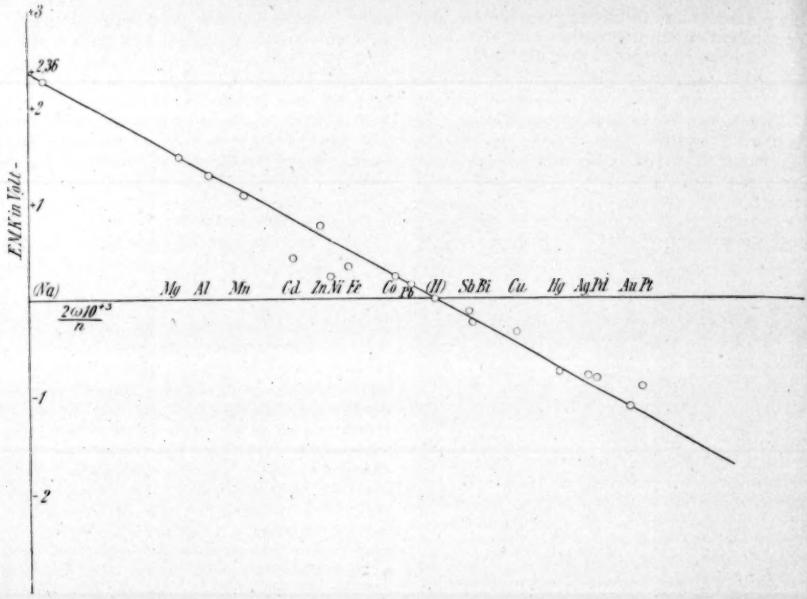
$$E = Q/23046 \text{ Volt}$$

streng gültig, so wäre ω auch ein Maß für die Ionisationswärme. Der Umstand, daß die Beziehung gerade für Lichtwellen gilt, läßt ferner vermuten, daß es ein Maß der „Verdampfungswärme" der Elektronen gibt, denn der lichtelektrische Effekt geht ja gleichfalls parallel mit der Spannungsreihe. Daß dagegen eine strengere Gültigkeit der neuen Beziehung nicht möglich ist, folgt u. a. daraus, daß ω eine geringe Dispersion und auch einen mäßigen Temperaturkoeffizienten besitzt. Die wenigen vorliegenden Daten über Temperaturvariationen der optischen Konstanten lassen durchweg ein Wachsen von ω mit steigender Temperatur erkennen. Ferner ist ja auch die Wahl der Wellenlänge $\lambda = 589$ eine rein zufällige.

Leider fehlt für viele Metalle, deren optische Konstanten bekannt sind, alle und jede exakte Messung des Einzelpotentials. Hinwieder sind gerade die optischen Konstanten mehrerer Metalle mit bekanntem Einzelpotential noch recht unsicher. Ich habe alle mir zugänglichen neueren optischen Daten [Drude[1]), Minor[2]), v. Wartenberg[3]), Meier[4])] berücksichtigt. Nur bei Silber, Gold und Quecksilber[5]) sind die ältern Drudeschen Werte nicht mit benutzt, da die von Minor und Meier angewandte Methode von Voigt eine wesentlich höhere Meßgenauigkeit ergibt als die Drudesche. Auch die optischen Daten für *Cd* und *Sb* sind noch wenig sicher. Umgekehrt scheint mir bei Zink zurzeit noch der ältere Wert von Drude der wahrscheinlichere gegenüber demjenigen von Meier, da die Divergenz der Werte eine akzidentelle Oberflächenschicht mut-

1) Vortrag gehalten auf der Schweiz. Naturforscher-Versammlung, Basel, 6. September 1910.
2) Wied. Ann. **32**, 614, 1887.
3) Ann. d. Physik **29**, 957. 1909.
4) P. Drude, Wied. Ann. **32**, 614, 1887.
5) A. L. Bernoulli, Ann. d. Phys. **33**, 209, 1910.

1) P. Drude, Wied. Ann. **39**, 548, 1891.
2) R. S. Minor, Ann. d. Phys. **10**, 582, 1903.
3) v. Wartenberg, Ber. d. D. Phys. Ges. **12**, 118, 1910.
4) W. W. Meier, Ann. d. Phys. **31**, 1017, 1910.
5) Die Mitberücksichtigung würde nur unwesentliche Verschiebungen bedingen.



maßen läßt; übrigens hebt Meier die Schwierigkeit der Herstellung von Zinkspiegeln besonders hervor.

Die folgende Tabelle ermöglicht den Vergleich der nach Gleichung (3) aus den Größen ωn berechneten elektromotorischen Kräfte (Einzelpotentiale) mit den von J. Neumann[1]) gemessenen Einzelpotentialen und den von R. Wilsmore[2]) bestimmten Zersetzungsspannungen. Die letzte Horizontale gibt unter n die berechneten Valenzen. Alle optischen Konstanten beziehen sich auf gelbes monochromatisches Licht.

Jede Potentialdifferenz $E_{1,2}$ (Differenz des Einzelpotentials) von reinen Metallen läßt sich somit empirisch darstellen in der Form

$$E_{1,2} = A\left(\frac{\omega_1}{n_1} - \frac{\omega_2}{n_2}\right), \qquad (2)$$

wobei A eine universelle Konstante ist. Bezieht man die Potentialdifferenz auf die Wasserstoffelektrode, dann stellt unsere Formel direkt

	Na	*Mg*	*Al*	*Mn*	*Cd*	*Zn*	*Ni*	*Fe*	*Co*	*Pb*	*H*
$\frac{\omega}{n} \cdot 10^5$	18	78	93	110	135	150	155	164	188	196	209
EMK berechnet	16,0	1,48	1,31	1,12	0,84	0,67	0,62	0,52	0,24	0,15	—
EMK gef. Neumann	—	1,49	1,28	1,07	0,41	0,76	0,23	0,34	0,23	0,15	—
EMK gef. Wilsmore	—	1,48	1,28	1,08	0,42	0,76	0,23	0,34	0,23	0,15	—
Valenzen	1	2	3	7	2	2	8	4	4	6	1

	Sb	*Bi*	*Cu*	*Hg*	*Ag*	*Pd*	*Au*	*Pt*
$\frac{\omega}{n} \cdot 10^5$	227	228	250	273	288	292	308	314
EMK berechnet	−0,20	−0,22	−0,45	−0,71	−0,88	−0,93	−1,11	−1,18
EMK gef. Neumann	−0,13	−0,25	−0,34	−0,78	−0,81	−0,82	−1,11	−0,89
EMK gef. Wilsmore	—	—	−0,33	−0,75	−0,77	—	—	—
Valenzen	1	5	6	2	½	4	3	2

1) J. Neumann, Zeitschr. f. phys. Ch. **14**, 229, 1894. — 2) R. Wilsmore, Zeitschr. f. phys. Ch. **35**, 291, 1900; **32**, 607, 1900.

die sogenannten Zersetzungsspannungen (Einzelpotentiale) des Metalls mit dem Index 2 dar. Die unbekannten Größen A und $\frac{\omega_1}{n}$ berechne ich z. B. aus den Werten für Magnesium und Gold zu

$$A = 1126 \text{ und } \frac{1}{n_1} = 2{,}094 \cdot 10^{-3},$$

woraus für jedes beliebige Einzelpotential

$$E = 1{,}126 \left\{ 2{,}094 - \frac{\omega \cdot 10^{+3}}{n} \right\} = 2{,}360 - 1126 \cdot \frac{\omega}{n} \quad (3)$$

Dabei ist $2{,}094 \cdot 10^{-3}$ die Drudesche Konstante des festen Wasserstoffs und ferner

$$E_{\omega = 0} = 2{,}360$$

das Einzelpotential eines hypothetischen Metalls, für welches

$$\frac{\partial \psi}{\partial \varphi} = 0,$$

d. h. für welches die beiden Polarisationswinkel identisch werden. Man erhält so einen physikalisch definierten Fixpunkt des Potentials. Ähnlich wie in der Temperaturskala durch den absoluten Nullpunkt ließen sich in der Spannungsreihe durch Bezug auf diese optisch definierte Normalelektrode die unbequemen Vorzeichenwechsel beim Überschreiten des Fixpunktes, wie sie die Wasserstoffelektrode mit sich bringt, vermeiden.

Dieses „Grenzmetall" hätte ein Hauptazimut von 45°, da ja bei $\frac{\pi}{2} > \varphi > 0$ die Größe

$$\omega = \operatorname{cotg}^3 \varphi \cdot \sin 4\psi$$

nur für $\sin 4\psi = 0$ verschwindet. Das Grenzmetall hat somit nicht Metallreflexion, sondern Glasreflexion für die hier betrachteten sichtbaren Wellen. Das Grenzmetall wäre somit ein Isolator, da seine Dielektrizitätskonstante gleich dem Quadrat seines reellen Brechungsexponenten wird.

Daß man so bei Betrachtung der neuen Parallele zwischen dem optischen und dem elektromotorischen Verhalten der Metalle von den edlen Schwermetallen zu den unedlen und weiter über Aluminium, Magnesium und Natrium schließlich zu einem isolierenden Körper mit Glasreflexion gelangen muß, scheint mir schon wegen der stetig abnehmenden spezifischen Dichte dieser Körperreihe wahrscheinlich.

Ferner scheint mir sicher, daß das „Grenzmetall" auch einen realen Grenzwert des Einzelpotentials darstellt und zwar trotzdem doch zunächst ein Grenzwert der Ionisationswärme und somit auch der Zersetzungsspannung wenig wahrscheinlich ist. Metalle, deren Einzelpotential jenseits derjenigen des Grenzmetalls liegen, hätten aber negatives ω, negative Phasenverschiebung der Komponenten und negativen Absorptionsindex.

Zum Schluß möchte ich noch kurz darauf hinweisen, daß sich aus unserer Formel die Möglichkeit ergibt, die Valenz der festen Metalle zu bestimmen. Für die Mehrzahl der Metalle ergeben sich Werte, die wichtigen chemischen Verbindungen derselben entsprechen. So wird 2 wertig *Mg*, *Cd*, *Zn*, *Pt* und *Hg*, 3 wertig *Au* und *Al*, *Fe* ist 4 wertig wie im FeS_2 (Pyrit), *Ni* 8 wertig wie in dem für dieses Metall so charakteristischen Nickelkohlenoxyd, *Mn* ist 7 wertig wie in den Permanganaten und das merkwürdigste: Silber ist $^1/_2$ wertig. Durch die klassischen Untersuchungen von Carey Lea ist ja bekanntlich sehr wahrscheinlich gemacht worden, daß die Gleichung

$$2\,Ag\,J = Ag_2\,J + J$$

die Fundamentalreaktion aller photographischen Prozesse darstellt und daß das Silber hier halbwertig auftritt.

(Eingegangen 6. Oktober 1910.)

Zum Maxwellschen Verteilungsgesetz.

Von W. Lenz.

Maxwell und Boltzmann haben in ihren gastheoretischen Untersuchungen das Verteilungsgesetz gelegentlich unter Benützung n-dimensionaler Räume abgeleitet. Die Ableitung dürfte sich jedoch einer allgemeineren Kenntnisnahme entzogen haben, da sie beide Male etwas versteckt im Rahmen umfangreicherer Arbeit steht und dort zum Teil mehr angedeutet als durchgeführt ist[1]). Ich halte daher die Wiedergabe einer Neuableitung, wie ich sie im hiesigen Seminar vorgetragen habe, für angebracht, um so mehr, als man sich dabei einer von Jeans angegebenen Wahrscheinlichkeitsdefinition[2]) bedienen kann, die unsere Betrachtungen gegenüber den Maxwell-Boltzmannschen bedeutend vereinfacht.

Ein aus N Molekülen bestehendes Gas ist bekanntlich im $6N$-dimensionalen Raum — bei Abwesenheit innerer Freiheitsgrade — durch einen Punkt dargestellt. Die $6N$-Koordinaten sind dabei aus den $3N$-Raum — und ebenso vielen Geschwindigkeitskoordinaten der Moleküle gebildet; wir nennen sie $x_1 y_1 z_1 x_2 \ldots z_N$

1) Boltzmann, Wiss. Abh. I, S. 80–89 und Maxwell, Scientific Papers II, S. 713 ff.

2) Jeans, The Dynamical Theory of Gases. S. 59.

bezw. $\xi_1 \eta_1 \zeta_1 \xi_2 \ldots \zeta_N$. Dem Liouvilleschen Satz entsprechend denken wir uns den ganzen Raum gleichmäßig dicht mit Systempunkten erfüllt. Dann ist nach Jeans die Wahrscheinlichkeit, daß das Gas einer bestimmten Bedingung genügt gleich dem Verhältnis des Gebietes v_f, in dem diese Bedingung erfüllt ist, zum ganzen verfügbaren Raum v. Offenbar ist:

$$v = \int dx_1 \ldots dz_N d\xi_1 \ldots d\zeta_N = v_r \cdot v_g,$$

wenn:

$$v_r = \int dx_1 \ldots dz_N; \qquad v_g = \int d\xi_1 \ldots d\zeta_N.$$

Damit v endlich wird, ist der Variabilitätsbereich der Raumkoordinaten (v_r) durch Annahme eines endlichen Volumens zu beschränken und der der Geschwindigkeitskoordinaten (v_g) durch Festsetzung zweier Grenzen E und $E + dE$, zwischen denen die Energie des Gases liegen soll. Wenn m die Masse eines Moleküls ist, so besagt dies:

$$E \leqq \frac{m}{2}(\xi_1^2 + \ldots + \ {}_N^2) \leqq E + dE,$$

d. h. wir haben v_g über eine $3N$-dimensionale Kugelschale zu integrieren, deren innerer Radius $R^2 = 2E/m$ und deren Dicke dR proportional dE ist, auf die es im folgenden jedoch nicht wesentlich ankommt. Da die Oberfläche einer $3N$-dimensionalen Kugel gleich[1])

$$2 \cdot \pi^{\frac{3N}{2}} \cdot \frac{R^{3N-1}}{\Gamma\left(\frac{3N}{2}\right)}$$

ist, so folgt für den Inhalt v_g unsrer Kugelschale bezw. für v:

$$v = v_r \cdot v_g = v_r \cdot 2 \cdot \pi^{\frac{3N}{2}} \cdot \frac{\left(\frac{2E}{m}\right)^{\frac{3N-1}{2}}}{\Gamma\left(\frac{3N}{2}\right)} \cdot dR \qquad (1)$$

Wir wollen das Verteilungsgesetz nun als Verhältnis v_f/v darstellen. Als v_f ist dann einfach das Gebiet zu nehmen, in dem die Geschwindigkeitskomponenten eines bestimmten Moleküls, etwa des ersten zwischen ξ, η, ζ und $\xi + d\xi$, $\eta + d\eta$, $\zeta + d\zeta$ liegen; d. h.

$$v_f = v_r \cdot d\xi\, d\eta\, d\zeta \int d\xi_2 \ldots d\zeta_N.$$

Wie man sieht, bleibt hier für das Integral über den Geschwindigkeitsraum nur noch die $3N-3$-dimensionale Kugelschale übrig, deren innerer Radius $R^2 = 2E/m - c^2$, wenn $c^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$, und deren Dicke wieder gleich dR gesetzt werden kann, wenn, wie wir annehmen wollen, $\frac{m}{2}c^2$ gegen E und dc gegen dE verschwindet. Der Inhalt einer solchen Kugelschale kann aus dem Obigen leicht abgelesen werden:

$$v_f = v_r \cdot d\xi\, d\eta\, d\zeta \cdot 2 \cdot \pi^{\frac{3N-1}{2}} \cdot \frac{\left(\frac{2E}{m} - c^2\right)^{\frac{3N-4}{2}}}{\Gamma\left(\frac{3N-3}{2}\right)} \cdot dR \qquad (2)$$

Aus (1) und (2) erhält man dann das Verteilungsgesetz in der Form:

$$\frac{v_f}{v} = \pi^{-\frac{3}{2}} \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{3N}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{3N-3}{2}\right)} \cdot \frac{\left(\frac{2E}{m} - c^2\right)^{\frac{3N-4}{2}}}{\left(\frac{2E}{m}\right)^{\frac{3N-1}{2}}} d\xi\, d\eta\, d\zeta, \qquad (3)$$

die sich für große Molekülzahl N auf die Maxwellsche reduziert.

Um dies zu zeigen, müssen wir beachten, daß, wie aus (3) hervorgeht, die mittlere Energie jedes einzelnen Moleküls dieselbe, sagen wir gleich $3/2 \cdot kT$ ist. Setzen wir also $E = \frac{3}{2}NkT$, so folgt für großes N:

$$\frac{\left(\frac{2E}{m} - c^2\right)^{\frac{3N-4}{2}}}{\left(\frac{2E}{m}\right)^{\frac{3N-1}{2}}} = \left(\frac{m}{2E}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(1 - \frac{\frac{m}{2}c^2}{E}\right)^{\frac{3N-4}{2}} = \left(\frac{m}{3NkT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{\frac{m}{2}c^2}{kT}}$$

1) Vgl. etwa Sommerfeld, Ann. d. Phys 33, 663, 1910.

Auf den Quotient aus den Gammafunktionen wenden wir die bekannte Stirlingsche Näherungsformel für großes Argument an; indem wir die Abkürzung $3N/2 = x$ gebrauchen, kommt:

$$\frac{\Gamma(x)}{\Gamma\left(x-\frac{3}{2}\right)} = \left(\frac{x-1}{e}\right)^{x-1} \cdot \left(\frac{e}{x-\frac{5}{2}}\right)^{x-\frac{5}{2}}$$

$$= \left(\frac{e}{x}\right)^{-\frac{3}{2}} \cdot \frac{\left(1-\frac{1}{x}\right)^{x-1}}{\left(1-\frac{5}{2x}\right)^{x-\frac{5}{2}}} = x^{\frac{3}{2}}.$$

Wir erhalten so aus (3):

$$\frac{v_p}{v} = \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{m}{\frac{3}{2}kT}\varepsilon^2} \cdot d\xi\, d\eta\, d\zeta.$$

In derselben Weise kann man auch bei Berücksichtigung innerer Freiheitsgrade und äußerer Kräfte verfahren.

Ich will noch kurz anfügen, wie auch die Wahrscheinlichkeit für den Gesamtzustand unsres Gases als Verhältnis v_p/v angegeben werden kann. Wir fragen hier nach demjenigen v_p, das zu einer beliebigen Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten f gehört; dabei sollen die Raumkoordinaten ganz außer acht bleiben.

Jedem Element $d\xi_1 \ldots d\zeta_N = d\Lambda$ ist nun ein f zugeordnet, das angibt, daß in einem bestimmten dreidimensionalen Intervall $d\xi\, d\eta\, d\zeta$ sich ν_1 Moleküle befinden, in einem andern ν_2 usf. bis etwa ν_M. An der Verteilungsfunktion wird jetzt nichts geändert, wenn man etwa die Nummern der ν_1 Moleküle untereinander vertauscht; tun wir dies an allen ν, so oft es ohne Wiederholung möglich ist, so erhalten wir immer neue Elemente $d\Lambda$, und es gehört also zu der gerade angenommenen Verteilungsfunktion f ein Volumen v_f des $3N$-dimensionalen Geschwindigkeitsraumes, das wir als Vielfaches von $d\Lambda$ folgendermaßen darstellen können:

$$v_p = \frac{N!}{\nu_1! \ldots \nu_M!} d\Lambda.$$

Aus dem Nenner dieses Ausdrucks schließt man nun in bekannter Weise auf die Boltzmannsche Größe H und ihr Minimum, das bei Maxwellscher Verteilung eintritt.

Da für H_{min} das Gebiet v_p sein Maximum erreicht, so folgt, daß in den weitaus meisten Elementen $d\Lambda$ eine Verteilung herrscht, die der für H_{min} entspricht oder ihr nahe kommt. Der unser Gas repräsentierende Punkt wird also bei seiner Bewegung durch unsern Raum in den weitaus meisten Fällen in solche Gebiete gelangen, wo H ein Minimum ist, d. h. der wahrscheinlichste Wert von dH/dt ist negativ oder o.

München, Institut für theoretische Physik.

(Eingegangen 14. November 1910.)

Über den Einfluß des Funkens auf die Frequenz elektrischer Schwingungen.

Von D. Roschansky.

In letzter Zeit hat M. Wien[1]) interessante Beobachtungen über die Abhängigkeit der Frequenz elektrischer Schwingungen von dem Elektrodenmetall der Funkenstrecke veröffentlicht. Es wird dabei betont, daß diese Wirkung nicht auf Rechnung der vergrößerten Dämpfung an sich gebracht werden kann; wohl aber ist ein bemerkenswerter Parallelismus im Gange der Dekrementwerte und in den Verschiebungen der Resonanzkurven für verschiedene Funkenstrecken konstatiert worden.

Eine plausible, wenn auch nicht streng formulierte Erklärung dieser Tatsachen wird in dem bekannten anomalen Charakter der Dämpfung der Schwingungen durch den Funken gesucht. Es ist aber kaum zu erwarten, daß die Dämpfung auch bei stetigem Anwachsen während des Ablaufs der Schwingungen auf deren Frequenz einen Einfluß von der Größenordnung, welche beobachtet wurde, ausüben kann.

Der Funken im Schwingungskreise läßt sich als eine periodische elektromotorische Kraft auffassen, welche dieselbe Frequenz wie die Schwingungen hat. „Periodisch" ist in dem Sinne gemeint, daß dieselbe mit dem Strom zugleich Null wird und ihr Zeichen wechselt. Eine derartige Kraft wird den Verlauf der Schwingungen und im allgemeinen auch deren Frequenz beeinflussen. Diese Frage wurde an anderer Stelle[2]) behandelt. Ich will aber hier der Klarheit wegen den Gang der Betrachtungen in etwas veränderter Form kurz wiedergeben. Die Differentialgleichung der Schwingungen mit einer beliebigen elektromotorischen Kraft e im geschlossenem Schwingungskreise schreibe ich wie folgt:

$$\frac{d^2V}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{dV}{dt} + \frac{V}{LC} = \frac{e}{LC},$$

oder auch so:

$$\frac{d^2V}{dt^2} + \frac{V}{LC} = \frac{1}{LC}(e + Ri). \qquad (1)$$

Dabei wird mit V und i die Spannung am

1) M. Wien, diese Zeitschr. 11, 282, 1910.
2) Roschansky, Jahrb. f. drahtl. Telegr. 3, 21, 1909.

Kondensator und die Stromstärke im Kreise; mit L, C und R — Selbstinduktion, Kapazität und Widerstand des Kreises bezeichnet. Die Schwingungsperiode T definiert man dadurch, daß das Zeitintervall zwischen zwei nächstliegenden Nullwerten der Stromstärke gleich einer halben Periode $\frac{T}{2}$ gesetzt wird. Es sollen im folgenden mit O und $\frac{T}{2}$ die Grenzen einer halben Schwingungsperiode, in denen die Stromstärke verschwindet, bezeichnet werden.

Die Gleichung (1), mit $\cos\frac{2\pi t}{T}dt$ multipliziert und über das Intervall $\frac{T}{2}$ integriert, ergibt, nach einer Umformung des ersten Gliedes durch partielle Integration, folgendes:

$$\left.\begin{aligned}\left(\frac{1}{LC}-\frac{4\pi^2}{T^2}\right)\int_0^{\frac{T}{2}} V\cos\frac{2\pi t}{T}\,dt = \\ = \frac{1}{LC}\int_0^{\frac{T}{2}}(e+Ri)\cos\frac{2\pi t}{T}\,dt\end{aligned}\right| \qquad (2)$$

Während des betrachteten Zeitintervalls kann man die Kapazitätsspannung V durch eine einfach harmonische Funktion approximieren

$$V = V_0\cos\frac{2\pi t}{T} \qquad (3)$$

V_0 — bezeichnet die Amplitude der Schwingungen, welche infolge der Dämpfung von einer Halbperiode zur nächsten abnimmt. Setzt man in der Gleichung (2) an Stelle von V den Ausdruck (3), so bekommt man die linke Seite von (2) in folgender Form:

$$\left(\frac{1}{LC}-\frac{4\pi^2}{T^2}\right)\cdot\frac{V_0T}{4}.$$

Die rechte Seite muß aber umgeformt werden. Man spaltet das dortstehende Integral in zwei nach dem Schema:

$$\int_0^{\frac{T}{2}} = \int_0^{\frac{T}{4}} + \int_{\frac{T}{4}}^{\frac{T}{2}},$$

und führt im zweiten Integral auf der rechten Seite eine neue Variable t_1 ein, welche mit t durch die Bedingung

$$t + t_1 = \frac{T}{2}$$

zusammenhängt. Jedem Punkt t im ersten Teilintervall $\left(\text{von } O \text{ bis } \frac{T}{4}\right)$ entspricht ein symmetrisch gelegener Punkt $t_1 = t$ im zweiten $\left(\text{von } \frac{T}{4} \text{ bis } \frac{T}{2}\right)$.

Die Werte der Stromstärke und der elektromotorischen Kraft, welche dem Punkt t_1 entsprechen, werden mit i_1 und e_1 bezeichnet. Die Grenzen des zweiten Integrals werden nach Einführung der neuen Variablen gleich O und $\frac{T}{4}$.

Man bekommt dadurch folgendes:

$$\int_0^{\frac{T}{2}}(e+Ri)\cos\frac{2\pi t}{T}\,dt = \int_0^{\frac{T}{4}}(e+Ri)\cos\frac{2\pi t}{T}\,dt - \int_0^{\frac{T}{4}}(e_1+Ri_1)\cos\frac{2\pi t_1}{T}\,dt_1.$$

Da in den beiden letzten Integralen die Integrationsintervalle dieselben sind, so kann der Index bei der Integrationsvariable weggelassen werden und man erhält schließlich

$$\int_0^{\frac{T}{2}} = \int_0^{\frac{T}{4}}[e-e_1+R(i-i_1)]\cos\frac{2\pi t}{T}\,dt.$$

Die Gleichung (2) nimmt nach diesen Umformungen folgende Form an:

$$\left(\frac{1}{LC}-\frac{4\pi^2}{T^2}\right)\cdot\frac{V_0T}{4} = \frac{1}{LC}\int_0^{\frac{T}{4}}[e-e_1+R(i-i_1)]\cos\frac{2\pi t}{T}\,dt$$

oder auch

$$\left.\begin{aligned}1-\frac{4\pi^2LC}{T^2} = \\ = \frac{4}{V_0T}\int_0^{\frac{T}{4}}[e-e_1+R(i-i_1)]\cos\frac{2\pi t}{T}\,dt\end{aligned}\right| \qquad (4)$$

Bezeichnet man zur Abkürzung mit Θ die Schwingungsperiode der ungedämpften Schwingungen, also

$$\Theta = 2\pi\sqrt{LC},$$

dann ist die linke Seite von (4) gleich

$$1-\frac{\Theta^2}{T^2} = \frac{(T+\Theta)(T-\Theta)}{T^2},$$

oder wenn annähernd $T+\Theta = 2T$ gesetzt und $T-\Theta$ mit ΔT bezeichnet wird, gleich

$$\frac{2\Delta T}{T}.$$

Bezeichnet man noch zur Abkürzung des Schreibens das Zeitintervall $\frac{T}{4}$ mit τ, so wird die relative Veränderung der Schwingungsperiode durch die Formel (5) ausgedrückt

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{1}{2V_0} \cdot \frac{\int_0^{\tau} [e - e_1 + R(i - i_1)] \cos \frac{2\pi t}{T} dt}{\tau} \qquad (5)$$

Wie man leicht einsieht, ist die Größe des Integrals von dem Verlauf der Stromstärke und der elektromotorischen Kraft abhängig. Werden beide Größen durch Kurven dargestellt, so läßt sich leicht beurteilen, ob und in welchem Maße die Schwingungsperiode beeinflußt wird. Verlaufen die Kurven im Intervall von O bis $\frac{T}{2}$ in bezug auf die mittlere Ordinate symmetrisch, dann wird überall $e - e_1 = o$ bezw. $i - i_1 = o$. In diesem Fall ist $\Delta T = o$, d. h. die Periode ist wie bei ungedämpften Schwingungen gleich

$$\Theta = 2\pi\sqrt{LC}.$$

Wenn dagegen die Differenz $e - e_1$ oder $i - i_1$ im Intervall τ einen von Null verschiedenen Wert hat, dann ist die entsprechende Kurve unsymmetrisch. Behält die Differenz im ganzen Intervall dasselbe Zeichen, so soll die Form der Kurve als einseitig asymmetrisch bezeichnet werden. Und zwar wird von einer positiven Asymmetrie gesprochen, wenn $e - e_1$ oder $i - i_1$ immer positiv ausfallen; im umgekehrten Falle soll die Kurve eine negative Asymmetrie aufweisen.

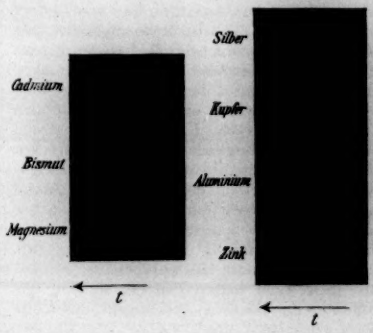
Nach diesen Festsetzungen kann die Gleichung (5) leicht interpretiert werden. Das Integral auf der rechten Seite von (5) kann man als Maß für die Asymmetrie des Verlaufs der Stromstärke und der elektromotorischen Kraft ansehen. Dasselbe zerfällt in zwei Teile, die getrennt die Wirkung des Funkens und des Widerstandes R darstellen. Die Asymmetrie der Stromkurven ist meistens eine Folge des gedämpften Verlaufs der Schwingungen. Man kann es so auffassen, daß das Glied, welches mit R multipliziert ist, die Wirkung der Dämpfung auf die Schwingungsperiode darstellt. Die spezifische Wirkung des Funkens wird durch den anderen Teil des Ausdrucks (5) dargestellt.

Die Berechnung derselben kann nach der Formel

$$\frac{\Delta_1 T}{T} = \frac{1}{2V_0} \cdot \frac{\int_0^{\tau} (e - e_1) \cos \frac{2\pi t}{T} dt}{\tau} \qquad (6)$$

ausgeführt werden. Es soll hier ausdrücklich betont werden, daß diese Wirkung des Funkens nicht notwendig mit dessen dämpfender Wirkung zusammenhängt, welche durch die Größe $\int e i \, dt$ gegeben wird. Je nach der Form der Kurve der elektromotorischen Kraft ist der Zuwachs ΔT der Periode positiv oder gleich Null oder auch negativ. Was in dem oder jenem Fall eintreten soll, hängt von dem besonderen Verlauf der Spannung im Funken ab.

Die Kurven der elektromotorischen Kraft, sagen wir einfach, die e-Kurven des Funkens, welche nach einer früher[1]) geschilderten Methode gewonnen wurden, scheinen einiges Licht auf diese Frage zu werfen. Sie sind in nachstehender Figur ab-



gebildet[2]). Obgleich sie Wellenlängen entsprechen, welche größer sind als die von Wien benutzten, so bieten sie uns doch Material zur Prüfung der geschilderten Theorie und erklären, wie es scheint, die Eigentümlichkeit der beobachteten Erscheinungen.

Wie man auf den ersten Blick erkennt, zeigen alle Kurven mehr oder minder positive Asymmetrie. Wenn man die untersuchten Metalle nach dem Grad der Asymmetrie in eine Reihe ordnet, so erhält man dieselbe Reihenfolge, welche Wien in bezug auf die Verschiebung der Resonanzkurven konstatiert hatte, nämlich

Mg, Bi, Cd, Zn, Al, Cu, Ag.

Nur bei Kupfer und Silber ist die Asymmetrie nahezu dieselbe und es ist zweifelhaft, ob der eine oder der andere dieser Metalle die Reihe abschließen soll. Bemerkenswert ist die

1) Diese Zeitschr. **9**, 627, 1908.

2) Zur Erläuterung der Figur sei hinzugefügt, daß wegen der eigentümlichen Beschaffenheit des Kathodenstrahlenbündels der Fluoreszenzfleck auf dem Schirm der Braunschen Röhre aus zwei getrennt liegenden hellen Punkten bestand, so daß alle Kurven doppelt erscheinen. Die Zeit verläuft in der Richtung des Pfeils, also von rechts nach links.

fast vollständige Symmetrie der Magnesiumkurve, was in vollständigem Einklang mit dem von Wien gefundenen Resultat (Unabhängigkeit der Frequenz von der Funkenstrecke bei Magnesiumelektroden) steht. Bevor wir zum quantitativen Vergleich des theoretischen Resultats mit den Beobachtungen übergehen, ist es nötig, einige Punkte hervorzuheben. Das nähere Studium der Kurven zeigt, daß die Asymmetrie beim Ablauf der Schwingungen eher zu- als abnimmt. Der Zähler in (6) nimmt deswegen mit der Zeit etwas zu, dagegen nimmt der Nenner mit V_0 wegen der zeitlichen Abnahme der Schwingungsamplituden ständig ab. Es bleibt also die Periode der Schwingungen nicht konstant, sondern wächst bei Abnahme der Amplituden; und zwar ist der Zuwachs etwa umgekehrt proportional der Amplitudengröße. Benutzt man zur Berechnung des Ausdrucks (6) den Anfangswert von V_0, nämlich die Entladungsspannung, so bekommt man die untere Grenze für den Zuwachs der Periode T. Und diese Größe werden wir im Vergleich mit den Wienschen Beobachtungen sicherlich zu klein finden. Die Figur zeigt, daß der Verlauf der Silberkurve während einer halben Periode durch eine zur Zeitachse geneigte Gerade approximiert werden kann. Bezeichnet man mit Δe die Differenz der Ordinaten an den Grenzen des betrachteten Zeitintervalls, d. h. einer halben Periode, so kann die Größe $e - e_1$, welche in (6) eingeht, durch die lineare Funktion

$$e - e_1 = \Delta e \left(1 - \frac{t}{\tau}\right),$$

dargestellt werden. Wird dieser Ausdruck in (6) eingesetzt und die Integration ausgeführt, dann bekommt man:

$$\frac{\Delta_1 T}{T} = \frac{2\,\Delta e}{\pi^2 \cdot V_0}. \qquad (7)$$

Die Größen Δe wurden bei Silberkurven für 4 verschiedene Funkenlängen gemessen. Die Wellenlänge war wie oben ungefähr 2500 m. Die nach der Formel (7) berechneten Größen der relativen Verlängerung der Schwingungszeit sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle I.

Silberelektroden, $\lambda = 2500$ m, $C = 2{,}4 \cdot 10^{-3}$.

	$F = 0{,}1$ cm	$F = 0{,}2$ cm	$F = 0{,}3$ cm	$F = 0{,}4$ cm
Δe . .	15	24	29	32
$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 100$	0,065	0,060	0,052	0,045

Vergleicht man diese Tabelle mit den Wienschen Messungen, die in seiner Tabelle 3[1]) enthalten sind, so sieht man, daß die berechneten Größen viel kleiner sind, als die von ihm gefundenen. Diese Differenz kann zweierlei Ursachen haben. Erstens kann, wie oben erwähnt wurde, die berechnete Größe nur die untere Grenze der Verschiebung von Resonanzkurven angeben. Zweitens scheint bei kleineren Wellenlängen die Kurvenform eine größere Asymmetrie aufzuweisen. Ob dies genügt, um die Abweichungen des theoretischen Resultats von den Wienschen Werten vollständig zu erklären, ist mit Sicherheit noch nicht zu entscheiden. Allerdings stimmen dieselben viel besser zusammen, wenn zum Vergleich der zweite Teil der Tabelle 4[1]), also die Resultate für größere Kapazitäten und Wellenlängen, herangezogen wird.

Eine qualitative Übereinstimmung ist aber nicht abzustreiten und zwar kann man dieselbe in allen Einzelheiten wahrnehmen. Wie von Wien gezeigt wurde, ist die Zunahme der Schwingungszeit bei kleinen Funken größer, als bei längeren. Dieses Resultat folgt aus der Formel (6), da der Nenner $2V_0$ annähernd proportional mit der Funkenlänge zunimmt, während die elektromotorische Kraft e und auch die Asymmetrie der Kurve viel langsamer, etwa linear, ansteigt. Es muß also der Quotient bei wachsender Funkenlänge abnehmen. Auch der Einfluß der Kapazität ist einfach zu deuten, denn erstens scheint, wie erwähnt wurde, die Asymmetrie der Kurven bei kleinen Wellenlängen größer zu sein, und zweitens wird, wie an anderer Stelle gezeigt werden soll, die elektromotorische Kraft e bei größeren Stromstärken kleiner.

Es bleibt noch die Abhängigkeit zu diskutieren, welche zwischen der Verschiebung von Resonanzkurven und deren Formänderung (Verflachung) beobachtet wurde. Weder die oben geschilderte Theorie noch das vorliegende experimentelle Material, das an anderer Stelle veröffentlicht werden soll, läßt einen Zusammenhang zwischen der Form (Asymmetrie) der elektromotorischen Kraft im Funken und dessen dämpfender Wirkung erkennen. Die unmittelbare Ausmessung der Stromkurven, welche mittels Braunscher Röhre nach derselben Methode des Verfassers gewonnen wurden, läßt nur unbedeutende Unterschiede in der Größe der Dämpfung erkennen, wenn die Magnesiumelektroden durch solche aus Silber ersetzt werden. Dies stimmt aber mit den Resultaten von Wien durchaus nicht überein.

Der Unterschied läßt sich nur dadurch er-

1) Wien, loc. cit., S. 285.

klären, daß die Resonanzmethode, welche zur Bestimmung der Dekremente verwendet wurde, in diesem Falle zu falschen Resultaten führt. Sie fußt nämlich auf der Voraussetzung, daß die Periode der Schwingungen konstant bleibt. Im Falle der Silberelektroden ist diese Voraussetzung nicht erfüllt, da die Periode mit der Zeit zunimmt, und zwar um so stärker, je kleiner die Amplituden werden. Dieser neue Umstand, d. h. die Veränderlichkeit der Schwingungsfrequenz, muß aber einen merklichen Einfluß auf die Form der Resonanzkurven ausüben. Es ist wohl möglich, auch ohne rechnerische Analyse vorherzusehen, daß die Inkonstanz der Frequenz eine Erniedrigung des Resonanzeffekts und eine Verbreiterung der Kurve zur Folge haben wird. Diese Wirkung ist aber qualitativ mit der identisch, welche eine stärkere Dämpfung nach der gewöhnlichen Theorie ausüben würde. Es ist demnach sehr wahrscheinlich, daß in diesem Falle die Bjerknessche Methode uns in Stich läßt und daß die Form der Resonanzkurven bei Silberfunkenstrecken nicht auf Vergrößerung der Dämpfung, sondern lediglich auf die Inkonstanz der Schwingungsfrequenz hindeutet. Für die Praxis ist aber wohl die Art, wie der Einfluß des Elektrodenmaterials gedeutet wird, ohne Belang.

Es sei hier noch erwähnt, daß bei Messing, der einzigen Legierung, für die die elektromotorische Kraft im Funken untersucht war, eine außerordentlich starke Asymmetrie derselben, wie sie bei keinem der reinen Metalle vorliegt, gefunden wurde. Es muß also die von Wien beobachtete Erscheinung bei diesem Material am stärksten hervortreten. Auch die Dämpfung der Schwingungen ist aber dabei viel größer als bei reinen Metallen.

Petersburg, Physikalisches Laboratorium des Elektrotechnischen Instituts.

(Eingegangen 22. Oktober 1910.)

Der elektrolytische Detektor.

Von James E. Ives.

In der Nummer vom 10. Dezember 1904 von „Electrical World and Engineer" veröffentlichte ich eine Arbeit über den elektrolytischen Detektor mit feinem Drahte, für welchen ich damals den Namen Polarisator vorschlug. Ich habe darin meine Untersuchungen über sein Wesen und seine Wirkungsweise beschrieben. Da mir jedoch damals nicht bewußt war, wie wichtig die Sache sei, brachte ich nicht alle die Beobachtungen und Figuren, auf welchen meine Folgerungen beruhten, zum Abdruck. Unter den jetzigen Verhältnissen scheint es mir aber der Mühe wert zu sein, einige von diesen Beobachtungen noch nachträglich zu veröffentlichen.

Der Draht, den ich benutzte, war Wollastondraht, hergestellt von Messrs. Gurley of Troy, New York, U. S. A. Der Platindraht hatte einen Durchmesser von 0,00096 mm, der äußere Überzug von Silber ungefähr 0,0838 mm. Als Elektrolyten wurden zwei Lösungen benutzt: Nr. 1, eine Mischung von 1 Vol. Salpetersäure und 3 Vol. Wasser, hatte ein spezifisches Gewicht 1,115 bei 37,5° C, Nr. 2 bestand aus 1 Vol. gesättigter Lösung von Ätzkali und 2 Vol. Wasser und hatte ein spezifisches Gewicht von 1,180 bei 32,5° C. Durch Vorversuche war festgestellt worden, daß diese Konzentrationen die besten Resultate gaben.

Die Kurven der Fig. 1 zeigen, wie der sehr große scheinbare Widerstand des Detektors

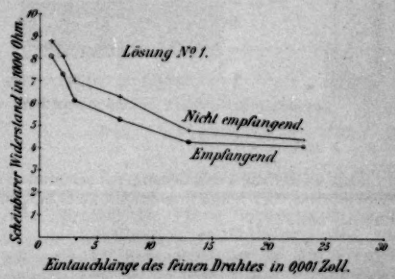


Fig. 1.

sich veränderte, wenn man die Eintauchtiefe des feinen Drahtes in Lösung Nr. 1 variierte, und zwar in beiden Fällen: beim Empfangen und beim Nichtempfangen. Die Gesamtlänge des feinen Drahtes war immer dieselbe, nämlich 0,6604 Zoll. Die Eintauchtiefe konnte mit dem

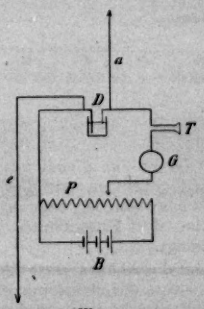


Fig. 2.

Mikroskop gemessen werden. Der scheinbare Widerstand wurde gemessen, indem man statt des Detektors einen bekannten Widerstand einschaltete, der an einem in Serie geschalteten Galvanometer denselben Ausschlag bewirkte wie der Detektor.

Fig. 2 stellt das Schaltungsschema dar; es ist D der Detektor, T das Telephon, G das Galvanometer, P der Spannungsteiler, B die Batterie, a der Luftdraht, e der geerdete Draht.

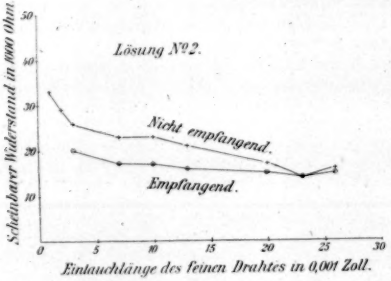


Fig. 3.

Fig. 3 zeigt die Veränderung des scheinbaren Widerstandes bei Änderung der Eintauchtiefe in Lösung Nr. 2.

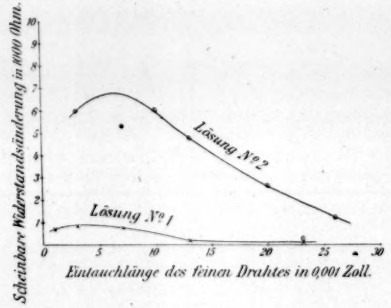


Fig. 4.

Die Kurven in Fig. 4 sind aus Fig. 1 und 3 abgeleitet und geben an, wie die Widerstandsänderung, welche von den empfangenen Wellen herrührt, von der Eintauchtiefe des dünnen Drahtes abhängt.

Fig. 5 zeigt die Abhängigkeit des scheinbaren Widerstandes von der elektromotorischen Kraft des Kreises. Der scheinbare Widerstand nimmt

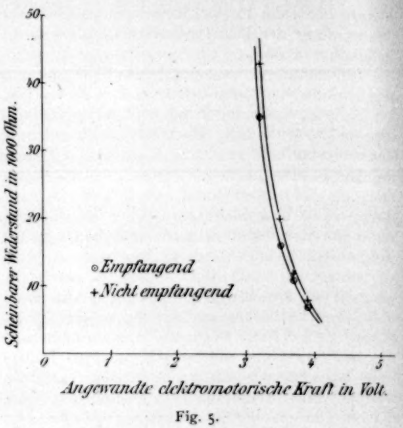


Fig. 5.

bei abnehmender elektromotorischer Kraft sehr schnell zu.

Ein in meiner ersten Arbeit beschriebener Versuch bestand darin, daß ich als Elektrolyten eine 2,5 prozentige Lösung von unterphosphoriger Säure nahm und ihre Temperatur von ungefähr 30° C auf 100° C erhöhte. Ein Vorversuch hatte gezeigt, daß der Temperaturkoeffizient des Widerstandes dieses Elektrolyten bei etwa 60° C gleich 0 sei. Unter dieser Temperatur ist der Koeffizient negativ, über ihr positiv. Wenn die Wirkung des Detektors auf Erwärmung des Elektrolyten in der Nähe des feinen Drahtes beruht, dann müßte bei ungefähr 60° C die Ansprache des Detektors am geringsten sein. Ein solches Minimum war nicht zu beobachten. Fig. 6 gibt den Widerstand der 2,5 prozentigen Lösung der unterphosphorigen Säure bei verschiedenen Temperaturen an und läßt das Minimum bei ungefähr 60° C erkennen. Wie

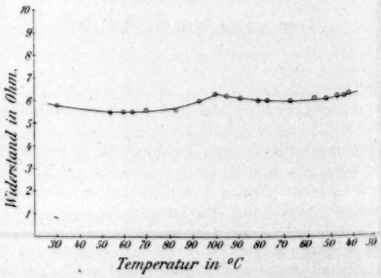


Fig. 6.

die Kurve zeigt, wurde der Widerstand zuerst bei zunehmender, dann bei abnehmender Temperatur gemessen.

In meiner ersten Arbeit gab ich an, daß der Detektor nur dann gut arbeitet, wenn der feine Draht mit dem positiven Pole der Batterie verbunden ist, wenn er an dem negativen Pole liegt, „spricht er nur sehr schwach auf Hertzsche Wellen an". Dies war fast immer der Fall, doch möchte ich hinzufügen, daß der Detektor dann und wann auch arbeitete, wenn der feine Draht Kathode war. Aber die Wirkung war in diesem Falle sehr unsicher.

Universität Cincinnati, Oktober 1910.

(Aus dem Englischen übersetzt von Hilde Barkhausen.)

(Eingegangen 1. November 1910)

Direkt zeigender Frequenzmesser für Frequenzen bis ca. 1500 Perioden per Sekunde.

Von R. Hartmann-Kempf.

Bis vor Jahresfrist galt es noch als Wagnis, die bekannten, nach dem Resonanzprinzip gebauten Frequenzmesser mit skalenartig abgestimmten Zungen für Frequenzen über 300 in der Sekunde zu bauen. Bei Schwingungszahlen von 300 und mehr beträgt die Länge der freischwingenden Zunge nur noch 25 mm bezw. weniger. Dabei mußte die Dicke schon so stark genommen werden, daß das Material selbst bei kurzem Gebrauch und erst recht bei Dauerbetrieb Strukturänderungen erfuhr, wovon ein Verstimmen, wenn nicht gänzliches Brechen die Folge war. Diese Gefahr wird noch größer, wenn die plötzlichen, in der Praxis kaum vermeidbaren Überlastungen eine übergroße Schwingungsweite hervorrufen.

Es ist trotzdem der Firma Hartmann & Braun gelungen, über diese Schwierigkeiten hinwegzukommen und Frequenzmesser für Periodenzahlen von 500, 1000, ja bis zu 1500 zu bauen, die ihren Zweck vollständig erfüllen und den Ansprüchen der Praxis genügen.

In erster Linie gelang dies durch den prinzipiellen Verzicht auf die bisher allgemein übliche Sichtbarmachung der Resonanzschwingung mittels aufgesetzter Fähnchen; denn hierdurch wird an Länge der Zunge bedeutend gewonnen. Statt der Fähnchenfläche wird die Stirnfläche des Kopfendes k beobachtet. Diese ist allerdings zu schmal, um ein genügend helles Schwingungsbild zu liefern. Es wurde deshalb die weitere Neuerung, die Hinzuziehung der Seitenflächen des Kopfendes zur Bildung einer weißen Fläche, eingeführt. Die Seitenflächen erscheinen in der Ruhelage dem senkrecht auf die Zungen blickenden Beobachter als weißer Strich, beim Schwingen jedoch als helle Fläche, die mit der relativ starken Durchbiegung der kurzen Zungen schnell wächst. (Vgl. Fig. 1 und Fig. 2.)

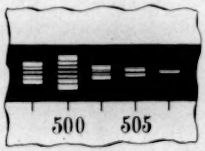


Fig. 1.

Fig. 2.

Gegen Überlastung der Zungen durch Spannungsschwankungen schützt die Anwendung einer ebenfalls der Firma Hartmann & Braun eigenen Einrichtung zur Verhütung des Anschlagens der Resonanzkörper an den Erregermagnet, von der in Fig. 3 eine Ausführungsform gezeigt ist.

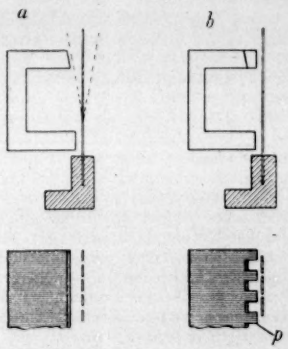


Fig. 3.

Der Magnet besitzt eine Aussparung, in welche die Zunge hineinschwingen kann. Hierdurch wird auch die Anziehungskraft auf die

unmittelbar davorstehende Zunge beträchtlich vergrößert. Über eine gewisse Schwingungsweite der Zungen hinaus nimmt aber die Kraft ab, weil die von den Polenden p ausgehenden Kraftlinien eher bremsen als anziehen. Daher kommt es auch, daß Spannungsschwankungen von + 50 Proz. der Betriebsspannung die Amplitude des Schwingungsbildes nur um etwa + 10 Proz. verändern.

Bezüglich der Bauart und Behandlung der Zungen waren ebenfalls umfassende Versuche erforderlich. Namentlich erwies sich auch die eigenartige Befestigungsweise der Zungen durch Einlöten in starke Fußleisten, welche sich schon bei den Frequenzmessern für niedere Schwingungszahlen gut bewährt hatte, bei den Zungen mit hohen Schwingungszahlen als unentbehrliches Hilfsmittel zur Erzielung konstanter Abstimmungen. (Vgl. Fig. 4.)

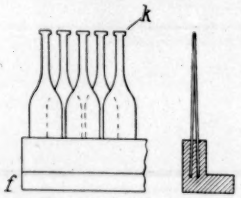


Fig. 4.

Aus dieser Abbildung (Fig. 4) ist auch die eigenartige Form der Zungen für hohe Schwingungszahlen ersichtlich. Das Kopfende k mit den hellen Seitenflächen, ein schmaler, in die Aussparung des Elektromagnets hineinragender Hals, der langsam in das breite Wurzelstück übergeht. Die Ausgestaltung in flaschenartigem Querschnitt gewährt den besten Schutz gegen die Bildung von Rissen an der Biegungsstelle, die sich ganz allmählich bis zur Einspannstelle an der Fußleiste f erstreckt. Um Raum zu gewinnen, ist es zweckmäßig, die Zungen in der dargestellten Weise zu schachteln.

Daß alle übrigen Maßnahmen angesichts der hohen Schwingungszahlen mit bedeutend erhöhten Schwierigkeiten verknüpft sind, ergibt sich für den Fachmann ohne weiteres. Mühsam namentlich ist die Abstimmung selbst, zu welcher ganz besondere Maschinen und Reguliervorrichtungen erforderlich sind.

Erschwerend fällt auch der Umstand ins Gewicht, daß die Zungen für höhere Schwingungszahlen ein noch schwächer ausgeprägtes, mithin knapperes, Resonanzbereich besitzen, als die tiefen Zungen. Daher müssen die Abstimmungsintervalle entsprechend fein gewählt werden, z. B. 500, 503, 506 usf. Jeder Abstimmungsfehler oder jegliche nachträgliche Verstimmung zeigt sich dann doppelt störend und es muß daher die Herstellung und Abstimmung eine peinlich genaue sein. Der in Fig. 5 abgebildete Frequenzmesser ist für 500 Per. normal. Hierfür genügen die 13 Zungen.

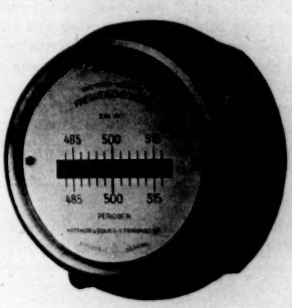


Fig. 5.

Empfehlenswert ist es mitunter, aus größeren Meßbereichen nur einzelne Werte herauszunehmen, und für diese eine Gruppe von 3, dem gleichen Skalenwert zukommende Zungen abzustimmen, also z. B.: mittlere Zunge für genau 800, 850, 900, 950; eine linke, etwas tiefere und eine rechte, etwas höhere Nachbarzunge.

Was man heutzutage als oberste Grenze der praktisch verwendbaren Schwingungszahlen ansehen mag, dürfte kaum anzugeben sein. Jedenfalls bedeutet es einen wesentlichen Fortschritt, den elektroakustischen Resonanz-Frequenzmeser für solch hohe Periodenzahlen, wie sie in den Geberstationen der drahtlosen Telegraphie vorkommen, anwenden zu können; und zweifellos dürfte dieses Hilfsinstrument auch dem Physiker und Elektriker für eine ganze Reihe von Untersuchungen, bei welchen er sich bisher mit umständlichen oder fehlerhaften Methoden behelfen mußte, willkommen sein.

(Eingegangen 30. September 1910.)

Über seismische Bodenunruhe.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von B. Gutenberg.

Untersuchungen über seismische Bodenunruhe, die ich im geophysikalischen Institute in Göttingen auf Grund der Originaldiagramme der seismischen Stationen Clausthal, Göttingen,

Helgoland und Tsingtau sowie von Berichten der Stationen Apia, Leipzig, Potsdam, Pulkowa, Upsala und Wien angestellt habe, führten zu folgenden Resultaten: Außer den eigentlichen Erdbeben existieren längere Zeit andauernde Bewegungen der Erdoberfläche (seismische Bodenunruhe) folgender verschiedener Arten:

I. erregt durch lokale Einflüsse, und zwar a) durch Industrie und Verkehr, b) durch lokalen Sturm (unregelmäßig, Periode T 1 bis 9 sec), c) durch lokale Brandung (T $^1/_2$ bis 9 sec), d) durch hohen Seestand (T sehr lang);

II. mit fernliegender Ursache, und zwar erregt a) durch Brandung an steilen Küsten (Hypothese von Wiechert), für Deutschland vorherrschend durch die Brandung in Südnorwegen (eigene Hypothese), (regelmäßig, T 3 bis 10 sec), b) durch Wind (Hypothese von Hecker), (unregelmäßig, T ca. $^1/_2$ Min.), c) durch Frost (eigene Hypothese), (sehr unregelmäßig, T $^3/_4$ bis 3 Min., selten mehr); hierher gehören teilweise die früher als „Pulsationen" bezeichneten Bewegungen.

Bei allen Arten der Bodenunruhe wächst die Periode mit der Amplitude.

Es erscheint besonders bemerkenswert, daß der Frost Bodenunruhe hervorruft. Speziell in Göttingen tritt die Bewegung IIc stets gleichzeitig mit Frost im südwestlichen Teile Europas (etwa bis 30° östl. v. Gr., 60° n. Br.) auf und geht diesem Frost so parallel, daß sich aus den Diagrammen des 100-kg-Pendels (Eigenperiode 50 sec) des geophysikalischen Institutes ziemlich genau die Frostverteilung im genannten Gebiete ablesen läßt. Die Bewegung besitzt eine ausgeprägte tägliche Periode mit einem Maximum etwa um 6^h a. m. und einem Minimum um 3^h p. m. (Max.: Min. $> 3:2$). Die stärkste Bodenunruhe dieser Art, die ich fand, trat in der Nacht vom 30. auf 31. Dezember 1908 auf, wo sich der Boden in der N-S-Komponente bis $^1/_2$ mm nach beiden Seiten von der Ruhelage entfernte bei einer scheinbaren Periode von etwa $2\,^3/_4$ min.

Genauere Angaben sowie eine Darstellung der Tatsachen, die mich zu den Hypothesen führten, beabsichtige ich im kommenden Jahre als Dissertation zu veröffentlichen.

Göttingen, 19. November 1910.

(Eingegangen 21. November 1910.)

Notiz über die elektrische Leitfähigkeit der Atmosphäre auf der Schneekoppe.

Von K. Kähler.

Gelegentlich eines kurzen Aufenthaltes auf der Schneekoppe im Juli/August 1910 wurden dort mit einer provisorischen Anordnung einige Messungen der Leitfähigkeit ausgeführt. Da das Wetter fast ständig neblig oder doch sehr feucht war, und die Zeit überdies durch andre Beobachtungen in Anspruch genommen war, gelang es nur an zwei günstigen Tagen, brauchbare Werte zu erhalten. Diese wenigen Messungen, die ja nichts als Stichproben darstellen können, seien hier im Verein mit gleichzeitig in Potsdam registrierten Werten kurz zusammengestellt.

Die Beobachtungen auf der Schneekoppe fanden auf dem Turme des meteorologischen Observatoriums statt, etwa 1615 Meter über dem Meere. Unter einem Treppenaufgang, also vor dem starken Erdfeld und dem direkten Sonnenschein geschützt, wurde ein Drahtnetzzylinder von 16 cm Durchmesser und 84 cm Länge aufgebaut und mit dem Blitzableiter verbunden. In die Achse des Drahtnetzes konnte ein ebenso langer 0,20 cm dicker Kupferdraht gebracht werden, der in ein vor dem Drahtnetz stehendes, mit der Hülle geerdetes Exnersches Elektroskop eingespannt ward. Elektroskop und Kupferdraht wurden durch einen Hartgummistab positiv aufgeladen und dann der Abfall abgelesen. Vor und nach einer jeden solchen Messung mit Kupferdraht führte ich, um den Isolationsfehler und die Zerstreuung der Elektroskopteile zu erhalten, eine gleiche Messung ohne Kupferdraht aus. Bei dieser Isolationsprobe fiel an den beiden günstigen Tagen das Elektroskop nur um wenige Volt in fünf Minuten, während bei eingesetztem Kupferdraht die Spannung in derselben Zeit bei einer Anfangsladung von $V_1 = 100$ bis 120 Volt um etwa 20 Volt herunterging.

In Potsdam, wo ständig mit einer ähnlichen Anordnung von 20 Meter Länge und 1 Meter Durchmesser und einem Benndorfelektrometer[1]) die Leitfähigkeit λ_- und λ_+ auf der Wiese des Observatoriums registriert wird, wurden im September 1910 gleichzeitig mit der Schneekoppenanordnung Messungen vorgenommen. Es zeigte sich, daß bei Spannungen bis zu 100 Volt beide Kondensatoren dieselben λ_- ergaben. Bei 150 Volt fielen die Werte des engen Drahtnetzes um etwa $^1/_5$ zu klein aus gegen die des großen weiten. Ferner wurde mit derselben Anordnung, die ich auf der Schneekoppe benutzte, im Zimmer bei verschiedenen Ladungen der Abfall gemessen. Es ergab sich, daß bis zu Potentialen von 80 Volt das Ohmsche Gesetz gilt: der Abfall nimmt linear zu. Sättigungsstrom

1) K. Kähler: Registrierungen der elektrischen Leitfähigkeit der Atmosphäre mit dem Benndorfelektrometer. Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen in Potsdam im Jahre 1909. S. XIII—XXX.

Gleichzeitige Messungen der Leitfähigkeit in Potsdam und auf der Schneekoppe.

Zeit	Potsdam λ_-	Bewölkung	Wind 0—12	Temp.	Schneekoppe λ_-	Bewölkung	Wind 0—12	Temp.
29. VII. 10.								
11a 30	42×10^{-6}	3° ci SW	SE 2	25°	90×10^{-6}	4° ci	SSW 3-4	9°
2p 40	42 „				59 „			
3p 20	42 „	9′ cu, str-cu S	S 2	„	59 „	6° cu	„	11°
3. VIII. 10.	λ_+				λ_-			
10a 45	28 „	9′ ci, a-cu W	WSW 1	20°	128 „	9′ a-cu, str-cu	SSW 2	13°
11a 5	28 „	„	„	„	118 „	„	„	„
11a 50	28 „	„	WSW 2	21°	98 „	„	SW 2	14°
0p 15	28 „	„	„	„	95 „	„	„	„
0p 55	28 „	„	„	22°	78 „	„	„	„
1p 25	28 „	„	„	23°	69 „	8′ a-cu, str-cu	„	15°
1p 50	27 „	„	„	22°	58 „	„	„	„
	Relative Feuchtigkeit 29. 40%, 3. 70—80%.				Relative Feuchtigkeit 65—80%.			

trat bei etwa 135 Volt ein. Bei den auf der Schneekoppe angewandten Spannungen kommt man also schon in den halbgesättigten Strom. Da bei der Berechnung ungesättigter (Ohmscher) Strom angenommen wurde, fallen die λ_- der Schneekoppe alle etwas zu klein aus. Die aus den Zahlen gezogenen Schlüsse behalten aber um so mehr ihre Gültigkeit.

Die Leitfähigkeit berechnete sich nach der Formel:

$$\lambda_- = \frac{1}{4\pi}\,\frac{Z+C}{Z}\,\frac{1}{t_2-t_1}\cdot\log\text{ nat}\,\frac{V_1}{V_2},$$

wobei V_2 schon nach der Isolationsprobe korrigiert wurde. Z, die Kapazität des Netzkondensators, ergibt sich aus den Dimensionen

$$Z = \frac{1}{2}\,\frac{l}{\log\text{ nat}\,\frac{R}{r}} = 8{,}3\text{ cm}.$$

C, die Kapazität des Elektroskopes, war 15 cm, $t_2 - t_1$ meistens 300 Sekunden.

Die in der Tabelle enthaltenen Werte λ in Potsdam sind den Registrierkurven entnommen, am 29. VII. der λ_--Kurve, am 3. VIII., wo die λ_--Kurve gestört war, der ja nicht erheblich abweichenden λ_+-Kurve. Das Wetter war in der Ebene an den beiden Tagen ganz ähnlich dem in größerer Höhe. Die Potsdamer Werte weichen nicht sehr ab von dem im Jahre 1909 aus 68 ruhigen Tagen daselbst gefundenen Mittelwert $0{,}42\cdot10^{-4}$ elektrostat. Einh. Dagegen ist die Leitfähigkeit auf der Schneekoppe zwei bis dreimal so groß. Gerdien[1]) hat durch Messungen im Luftballon gezeigt, daß λ in größeren Höhen stark zunimmt. Nun ist allerdings die räumliche Entfernung Potsdam—Schneekoppe groß genug, um unter Umständen auch bei Orten in gleicher Meereshöhe ähnliche Unterschiede im Leitvermögen hervorzurufen. Doch kommt zu der Abweichung in den absoluten Werten noch eine solche im Gang. Während die Potsdamer Zahlen ganz gleich bleiben, ergeben die der Schneekoppe eine starke Abnahme im Laufe der Mittagstunden. Es hat den Anschein, als ob in der Höhe die Leitfähigkeit einen entgegengesetzten Gang besitzt als das Potentialgefälle, das schon in 400 Meter über dem Erdboden[1]) stets frühmorgens ein Minimum, nachmittags ein Maximum aufweist. Es wäre sehr erwünscht, den täglichen Gang der Leitfähigkeit in größeren Höhen festzustellen.

1) H. Gerdien, Göttinger Nachrichten 1904, S. 277, 1905, S. 258 und 447.

1) A. Chauveau, Recherches sur l'Electricité Atmosphérique II, 78 (Paris 1902).

Potsdam, September 1910.

(Eingegangen 27. September 1910.)

Zur Machschen Theorie der physikalischen Erkenntnis.

Eine Erwiderung.

Von Max Planck.

In einem vor zwei Jahren zu Leiden gehaltenen Vortrage allgemein physikalischen Inhalts[1]) hatte ich Veranlassung, mich gegen einige Punkte der Machschen Erkenntnislehre zu wenden. Während meine Ausführungen auch in Kreisen, die an sich der Physik ferner stehen, so namentlich bei berufenen Vertretern der Transzendentalphilosophie, ein gewisses Interesse und gelegentlich direkte Zustimmung fanden, haben sie, wie nicht anders zu erwarten,

1) M. Planck, Die Einheit des physikalischen Weltbildes. Leipzig, S. Hirzel 1909. Diese Zeitschr. 10, 62, 1909.

von seiten der Vertreter der Machschen Richtung mehr oder weniger scharfe Zurückweisung erfahren.

Bisher hegte ich nicht die Absicht, auf diesen Gegenstand noch einmal zurückzukommen, da von meiner Seite nichts wesentlich Neues zu sagen war, und ich außerdem die Empfindung hatte, meine Meinung in ihren wichtigsten Punkten hinreichend klar zum Ausdruck gebracht zu haben. In letzterer Beziehung bin ich aber zweifelhaft geworden seit dem Erscheinen eines Artikels von Ernst Mach[1]), betitelt: „Die Leitgedanken meiner naturwissenschaftlichen Erkenntnislehre und ihre Aufnahme durch die Zeitgenossen", der auch in diese Zeitschrift[2]) übergegangen ist. Mach erklärt darin nicht nur seine Erkenntnistheorie für unwiderlegt, sondern er nimmt meine Einwendungen gegen sie gar nicht einmal für ernst, und geht zum Schluß sogar so weit, mir die Befähigung zur Mitarbeit an der physikalischen Erkenntnislehre überhaupt abzusprechen.

Muß es nun auch einigermaßen auffallend erscheinen, daß Mach sich keinen stärkeren Gegner auszusuchen wußte — ich bin ja doch schließlich nicht der einzige Zeitgenosse —, so fühle ich mich durch diese eigentümliche Stellungnahme denn doch veranlaßt, meinen Standpunkt gegenüber der Machschen Erkenntnistheorie noch etwas deutlicher darzulegen, als ich das bisher zu tun für geboten hielt. Dabei dürfte sich allerdings bald herausstellen, daß meine Herren Kritiker ihre Sache doch wohl etwas zu leicht genommen haben.

Die Berechtigung zu einer Meinungsäußerung über die Machsche Theorie der physikalischen Erkenntnis glaube ich aus dem Umstand ableiten zu dürfen, daß ich mich mit dieser Theorie seit Jahren eingehend beschäftigt habe. Zählte ich mich doch in meiner Kieler Zeit (1885—1889) zu den entschiedenen Anhängern der Machschen Philosophie, die, wie ich gerne anerkenne, eine starke Wirkung auf mein physikalisches Denken ausgeübt hat. Aber ich habe mich später von ihr abgewendet, hauptsächlich, weil ich zu der Einsicht gelangte, daß die Machsche Naturphilosophie ihr glänzendes Versprechen, das ihr wohl die meisten Anhänger zugeführt hat: die Eliminierung aller metaphysischen Elemente aus der physikalischen Erkenntnislehre, keineswegs einzulösen vermag. Ein Beweis für diese Behauptung ist schon implizite in den Ausführungen meines Leidener Vortrages enthalten, ich will ihn aber hier noch etwas deutlicher zu machen suchen, und gehe dabei am besten aus von der Darstellung, die Mach in der genannten letzten Publikation selber von seiner Theorie gegeben hat.

Auf den ersten Seiten setzt Mach die bekannten Gedankengänge, die ihn zu der Auffassung führten, daß die Naturerkenntnis im Grunde eine biologisch-ökonomische sei, noch einmal ganz klar und einleuchtend auseinander. Wer aber nun meint, daß damit das Wesentliche der Machschen Theorie gesagt sei, und daß die nun folgende Kritik meines Leidener Vortrags sich einfach als folgerichtige Anwendung des geschilderten Standpunktes ergebe, der würde sich irren. Die Hauptsache kommt noch, und diese besteht in einer zwar stillschweigend vorgenommenen, aber ganz wesentlichen Verschiebung der eingeführten Begriffe.

So heißt es gleich am Anfang der Besprechung meiner thermodynamischen Ausführungen, daß „die Denkökonomie in ihren Zielen durchaus nicht auf die Untersuchung menschlich-praktisch-ökonomischer Bedürfnisse beschränkt und gebunden" ist. Das ist nun etwas ganz anderes, als was oben gesagt wurde. Die Denkökonomie ist in ihren Zielen nicht an menschlich-praktische Bedürfnisse gebunden! Ja, an welche Bedürfnisse denn sonst? Die Ziele der Denkökonomie sind doch gerade aus der Praxis des menschlichen Lebens abgeleitet bzw. abzuleiten. Wenige Seiten vorher hat Mach sogar betont: „Alle förderlichen Erkenntnisprozesse sind Spezialfälle oder Teile biologisch günstiger Prozesse". Dient denn die Denkökonomie noch anderen Zwecken als der Förderung der menschlichen Erkenntnis? — Eine Antwort auf diese Frage sucht man vergebens. — Ich wage daher die Behauptung, daß mit dieser ohne weiteres vorgenommenen Verallgemeinerung der Begriff der Ökonomie seine ursprüngliche Bedeutung verliert und in einen metaphysischen umgewandelt wird.

Die Sache ist eben, kurz gefaßt, diese: Die wissenschaftliche Physik ist, wie von allen Seiten anerkannt wird, menschlich-praktischen Bedürfnissen entsprungen; also, schließt Mach, ist die physikalische Erkenntnis im Grunde ökonomischer Art. Dieser letzte Satz wird nun von Mach für alles folgende festgehalten. Nachdem sich also herausgestellt hat, daß die wissenschaftliche Physik in ihrer tatsächlichen Entwicklung, wie nicht wohl direkt bestritten werden kann, ihren menschlich-praktischen Charakter immer mehr abstreift, so wird weiter geschlossen — nicht etwa, daß die ökonomische Auffassung nicht ausreicht, sondern —, daß die Denkökonomie nicht an menschlich-praktische Gesichtspunkte gebunden ist. Das ist nach

1) E. Mach, Scientia, internationale Zeitschrift für wissenschaftliche Synthese, VII, **14**, 225, 1910.
2) E. Mach, diese Zeitschr. 11, 599, 1910.

meiner Meinung in kurzen Worten der Gedankengang der Machschen Erkenntnistheorie.

Nun kann man ja niemandem verwehren, einen Begriff zu definieren, wie es ihm beliebt. Aber es geht doch nicht an, zuerst das Prinzip der Ökonomie durch ausdrückliche Berufung auf seine menschlich-praktische Bedeutung als Trumpf gegen die Metaphysik auszuspielen, und dann nachträglich, wenn es so nicht mehr passen will, das Menschlich-praktische an der Ökonomie ebenso ausdrücklich wieder in Abrede zu stellen. Mit diesem geschmeidigen Begriff der Ökonomie läßt sich natürlich alles machen, oder vielmehr: es läßt sich eben überhaupt nichts Bestimmtes machen. Jedenfalls aber darf Mach, wenn er von nun an sich der erweiterten Definition der Ökonomie bedient, nicht mehr behaupten, daß er durch Einführung dieses Begriffes die physikalische Erkenntnis von allen metaphysischen Elementen befreit hat, wenigstens solange er von seiner eigenen Definition Gebrauch macht, wonach metaphysische Begriffe solche sind, bei denen man vergessen hat, wie man dazu gelangt ist. —

Vorstehende Erwägungen hatte ich im Sinne, als ich in meinem Leidener Vortrag die so scharf angegriffene Bemerkung machte, daß der Machschen Erkenntnistheorie, wenn sie konsequent durchgeführt wird, zwar kein innerer Widerspruch nachzuweisen ist, daß sie aber im Grunde nur formalistische Bedeutung besitzt, weil ihr das vornehmste Kennzeichen jeder naturwissenschaftlichen Forschung: die Forderung eines konstanten Weltbildes, fremd ist.

Nun glaubt F. W. Adler[1]) mich dadurch schlagend zu widerlegen, daß er eine (mir übrigens wohlbekannte) Stelle aus Machs Prinzipien der Wärmelehre zitiert, in welcher als Ziel der wissenschaftlichen Wirtschaft ein Weltbild von möglichster Stabilität bezeichnet wird. Letzteres ist auch ganz meine Meinung; aber was ich bestritten habe und noch bestreite, ist ja eben, daß die Stabilität des Weltbildes eine Forderung der Machschen Denkökonomie bildet. Mach sucht zwar den Unterschied zwischen Stabilität und Ökonomie möglichst abzuschwächen: „Petzoldt spricht lieber von Stabilität als von Ökonomie. Ich zog den Ausdruck Ökonomie vor". Als ob es nur eine untergeordnete Sache des Geschmackes wäre, wenn man den einen Ausdruck an die Stelle des anderen setzt. In Wirklichkeit sind doch diese beiden Begriffe himmelweit voneinander verschieden. Denn die Ökonomie ist von der Zweckmäßigkeit unzertrennlich, während der Begriff der Stabilität mit dem der Zweckmäßigkeit nicht das allergeringste zu tun hat. Man könnte mit demselben Recht gerade umgekehrt die Variabilität, die Entwicklungsfähigkeit, als eine Forderung der Ökonomie hinstellen. — Auch hier erhellt wieder deutlich, wie hinter den offiziell festgehaltenen Stichworten die Begriffe sich ganz sachte so lange verschieben, bis das gewünschte Resultat ausgesprochen werden kann.

Doch ich bin nicht geneigt, diese Diskussion noch länger fortzusetzen. Meine Gegner darf ich doch nicht hoffen zu überzeugen; im Gegenteil muß ich mich auf den Vorwurf gefaßt machen, wiederum alles mißverstanden zu haben. Ich werde also die hereinbrechende Flut in Ruhe vorüberrauschen lassen und warten, bis etwas sachlich Neues kommt. —

Wer wird nun aber in diesem Streit schließlich das ausschlaggebende Urteil sprechen? „An ihren Früchten sollt ihr sie erkennen." Es tut mir leid, aber ich weiß wirklich auch jetzt kein höheres Schiedsgericht vorzuschlagen. Mach ist zwar mit dieser Instanz, auf die ich mich mit ihm schiedlich und friedlich zu vereinigen gedachte, seltsamerweise gar nicht einverstanden, und wittert dahinter verkapptes Christentum. Doch es wird alles nichts helfen, Mach und seine Erkenntnistheorie werden sich schließlich doch, wie schon so manche Theorie vor ihm, jenem Spruch beugen müssen, trotzdem er in der Bibel steht. Prüfen wir also einmal die Früchte; es liegen ja auf beiden Seiten schon einige vor.

Meinen Auseinandersetzungen über die Hauptsätze der Wärmetheorie erklärt Mach im allgemeinen zustimmen zu können. Ich bedauere, ihm bezüglich seines Werkes über die Prinzipien der Wärmelehre[1]) nicht die analoge Erklärung abgeben zu können, und es wundert mich, daß er die in meinen Ausführungen enthaltene Kritik desselben gar nicht bemerkt hat. So bin ich denn genötigt, hier noch deutlicher darzulegen, daß das Studium seines genannten Werkes dem Leser auf alle Fälle nur eine oberflächliche Vorstellung von den Prinzipien der Wärmelehre verschaffen kann.

Es ist in dem Buche zwar sehr häufig vom Perpetuum mobile die Rede, aber mit diesem Wort wird gar kein bestimmter physikalischer Sinn verbunden. Denn es wird dabei fort-

1) Friedrich W. Adler, Die Einheit des physikalischen Weltbildes. Naturwissenschaftliche Wochenschrift, VIII, **52**, 1909. — eine Schrift, die sich übrigens durch ihren sachlichen Ton wohltuend unterscheidet von dem stark persönlich gefärbten Artikel Machs.

1) E. Mach, Die Prinzipien der Wärmelehre, historisch-kritisch entwickelt. Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1896. 2. Aufl. 1900. Die folgenden Seiten-Zitate gelten für beide Auflagen.

während das Perpetuum mobile erster Art (Erzeugung von Arbeit aus nichts) verwechselt mit dem Perpetuum mobile zweiter Art (kompensationslose Erzeugung von Arbeit aus Wärme). Wenn Mach z. B. sagt: „Der Satz vom ausgeschlossenen Perpetuum mobile kann am klarsten und leichtesten auf rein mechanischem Gebiet erkannt werden, und in der Tat hat er dort zuerst Wurzel geschlagen“ (S. 318), so denkt er unzweifelhaft an das Perpetuum mobile erster Art. Wenn er aber andererseits sagt: „Ein umkehrbarer Kreisprozeß liefert das Arbeitsmaximum, welches der Überführung einer bestimmten Wärmemenge von höherer auf niedere Temperatur entsprechen kann. Dieses Maximum ist für alle Stoffe dasselbe, da sonst ein Perpetuum mobile möglich wäre“ (S. 302), so muß dabei, wenn der Gedankengang überhaupt einen Sinn haben soll, das Perpetuum mobile zweiter Art vorausgesetzt werden. Daß die beiden Grundsätze, welche die Unmöglichkeit der beiden Arten des Perpetuum mobile aussprechen, voneinander total verschieden sind, daß z. B. der erste sich auch umkehren läßt (Vernichtung von Arbeit ist unmöglich), der zweite aber nicht (kompensationslose Erzeugung von Wärme aus Arbeit ist keineswegs unmöglich), daß auf dem ersten Grundsatz das Energieprinzip (der erste Hauptsatz), auf dem zweiten das Carnot-Clausiussche Prinzip (der zweite Hauptsatz) beruht, daß der zweite Grundsatz vollkommen äquivalent ist dem bekannten Clausiusschen Satz von dem Wärmeübergang aus tieferer in höhere Temperatur[1]), daß dieser Satz die Existenz nichtumkehrbarer Prozesse zur Voraussetzung hat, daß ohne die Annahme nichtumkehrbarer Prozesse ein Beweis für das Carnot-Clausiussche Prinzip gar nicht zu führen ist — alles dieses und noch manches andere nicht minder Wichtige wird in dem Machschen Buch nicht mit einer Silbe erwähnt, obwohl, wie ich besonders betone, zur Zeit der Abfassung desselben (1896) der Sachverhalt durch die Arbeiten von R. Clausius und W. Thomson schon seit 40 Jahren vollkommen klargestellt war.

Statt dessen werden eingehende Betrachtungen angestellt über die Analogie zwischen Wärme und Elektrizität; namentlich wird ausgeführt, daß es „einen bloß historischen und ganz zufälligen formalen und konventionellen Grund“ habe, wenn wir die Elektrizität nicht, wie die Wärme, als Bewegung auffassen, daß nämlich, wenn das Rießsche elektrische Luftthermometer früher erfunden worden wäre als die Coulombsche Drehwage, die Elektrizität heute höchstwahrscheinlich als ein Bewegungszustand angesehen werden würde (S. 323). Als ob das Rießsche Luftthermometer und die Coulombsche Drehwage die einzigen Instrumente wären, durch die wir etwas von der Elektrizität wissen. Als ob nicht auch Faraday, Feddersen, Hertz gewisse Versuche mit Elektrizität angestellt hätten, welche die von Mach so in den Vordergrund gestellte Analogie als eine ganz äußerliche und formale erkennen lassen, schon deshalb, weil nach ihnen die Elektrizität, im Gegensatz zur Wärme, Trägheit besitzt.

Bezüglich des absoluten Nullpunktes der Temperatur wird bemerkt: „In der Tat hat man angenommen, daß eine Abkühlung unter diese Temperatur nicht denkbar ist, daß ein Körper von — 273° C gar keine Wärmeenergie enthält, usw. Ich glaube jedoch, daß diese Schlüsse auf einer unzulässigen allzu kühnen Extrapolation beruhen“ (S. 341). Den Glauben an ein physikalisches Gesetz kann man so wenig erzwingen, wie verbieten. Daß Mach aber mit dieser seiner Ansicht das Carnotsche Prinzip für vereinbar hält, wie die unmittelbar folgenden Sätze zeigen, beleuchtet wiederum zur Genüge seine Auffassung von der Bedeutung des Carnotschen Prinzips.

Auf einem höheren Niveau als die „Prinzipien der Wärmelehre“ steht Machs „Mechanik“[1]), welche insbesondere durch die Belebung des historischen Interesses und auch als Gegengewicht gegen eine gewisse Dogmatik nützlich gewirkt hat, wie ich schon in meinem Leidener Vortrag nachdrücklich hervorgehoben habe. Aber es ist mir nicht gelungen, irgendein greifbares physikalisches Resultat, etwa einen physikalischen Satz oder auch nur eine für die physikalische Forschung wertvolle Anschauung aufzufinden, die man als eine für die Machsche biologisch-ökonomische Erkenntnistheorie charakteristische bezeichnen könnte. Gerade im Gegenteil: Wo Mach im Sinne seiner Erkenntnistheorie selbständig vorzugehen versucht, gerät er recht oft in die Irre.

Hierher gehört der von Mach beharrlich verfochtene, aber physikalisch ganz unbrauchbare Gedanke, daß der Relativität aller Translationsbewegungen auch eine Relativität aller Drehungsbewegungen entspreche, daß man also z. B. prinzipiell gar nicht entscheiden könne, ob der Fixsternhimmel um die ruhende Erde rotiert oder ob die Erde gegen den ruhenden Fixsternhimmel rotiert. Der ebenso allgemeine wie einfache Satz, daß in der Natur die Winkel-

1) Deshalb ist es auch nicht richtig, wenn Adler meint, daß der Clausiussche Grundsatz keine anthropomorphen Elemente enthält.

1) E. Mach, Die Mechanik in ihrer Entwicklung historisch-kritisch dargestellt. Leipzig, F. A. Brockhaus.

geschwindigkeit eines unendlich entfernten Körpers um eine im Endlichen liegende Drehungsachse unmöglich einen endlichen Wert besitzen kann, ist also für Mach entweder nicht richtig oder nicht anwendbar. Das eine ist für die Machsche Mechanik so schlimm wie das andere.

Die physikalischen Begriffsirrungen, welche diese unzulässige Übertragung des Satzes von der Relativität der Drehungsbewegungen aus der Kinematik in die Mechanik schon gestiftet hat, hier des näheren zu schildern, würde zu weit führen. Natürlich hängt damit auch zusammen, daß die Machsche Theorie unmöglich imstande ist, dem ungeheuren Fortschritt, der mit der Einführung der kopernikanischen Weltanschauung verbunden ist, gerecht zu werden — ein Umstand, der allein schon genügen würde, um die Machsche Erkenntnislehre in etwas bedenklichem Licht erscheinen zu lassen.

Also mit den „Früchten" läßt sich einstweilen noch kein Staat machen. Aber vielleicht künftig einmal? Ich bin jederzeit gerne bereit, mich durch Tatsachen eines besseren belehren zu lassen. Mach zweifelt an der Zurückführbarkeit des zweiten Hauptsatzes auf Wahrscheinlichkeit, er glaubt nicht an die Realität der Atome. Wohlan: vielleicht wird er oder einer seiner Anhänger einmal eine andere Theorie entwickeln, die leistungsfähiger ist als die jetzige. Das müssen wir abwarten.

Übrigens darf man nicht glauben, daß diese Machschen Ansichten wirklich strenge Folgerungen seiner Erkenntnistheorie vorstellen. Weit entfernt davon! Eine so formalistische Theorie vermag, wie ich schon oben betonte, überhaupt kein bestimmtes physikalisches Resultat zu zeitigen, weder ein richtiges noch ein falsches. Es würde mich gar nicht wundern, wenn ein Mitglied der Machschen Schule eines Tages mit der großen Entdeckung herauskäme, daß die Wahrscheinlichkeitshypothese oder daß die Realität der Atome gerade eine Forderung der wissenschaftlichen Ökonomie ist. Dann wäre ja alles in schönster Ordnung, die Atomistik wäre glücklich gerettet, und ein besonderer Vorteil wäre dabei noch der, daß ein jeder bei dem Worte Ökonomie sich immer das denken könnte, was ihm gerade paßt.

Trotz dieser verlockenden Aussichten meine ich doch, man sollte dem Begriff der Ökonomie einen wirklichen Sinn geben und ihm daher seine menschlich-praktische Bedeutung belassen. Dieselbe ist wichtig genug, auch für die reine Wissenschaft. Denn ebenso wie die Uranfänge der Physik und wohl auch jeder anderen Naturwissenschaft auf praktischem Gebiete liegen, so empfängt auch gegenwärtig die wissenschaftliche Physik nicht nur ihren stärksten Ansporn, sondern auch ihre wirksamste Unterstützung immer wieder durch die Bedürfnisse des praktischen Lebens. Daher liegt es auch im eigensten Interesse der Wissenschaft, die Fühlung mit der Technik möglichst eng zu halten und immer weiter auszubilden.

Aber um der physikalischen Forschung den Weg zu zeigen, nützt das Prinzip der Ökonomie, selbst wenn man es im weitesten Sinne faßt, nichts, schon aus dem einfachen bekannten Grunde, weil man von vornherein niemals wissen kann, von welchem Standpunkt aus die Ökonomie am besten und dauerhaftesten gewahrt wird. Deshalb muß der Physiker, wenn er seine Wissenschaft fördern will, Realist sein, nicht Ökonom, d. h. er muß in dem Wechsel der Erscheinungen vor allem nach dem Bleibenden, Unvergänglichen, von den menschlichen Sinnen Unabhängigen forschen und dies herauszuschälen suchen. Die Ökonomie des Denkens dient ihm hierbei als Mittel, nicht aber als Endzweck. Das ist stets so gewesen und wird auch, trotz E. Mach und seiner vermeintlichen Antimetaphysik, wohl immer so bleiben.

Berlin, den 2. November 1910.

(Eingegangen 4. November 1910.)

BESPRECHUNGEN.

O. Wiener, Über Farbenphotographie und verwandte naturwissenschaftliche Fragen. Vortrag gehalten auf der 80. Naturforscherversammlung zu Köln am 24. September 1908. gr. 8. 88 S. mit Zusätzen, Literaturnachweis und drei farbigen Tafeln. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1909. M. 2.40

Das Buch ist die Ausarbeitung eines Vortrags auf der Kölner Naturforscherversammlung. Die Schilderung der einzelnen Verfahren der indirekten Farbenphotographie (Dreifarbenverfahren) wird durch physikalisch- und physiologisch-optische Betrachtungen eingeleitet. Bei der additiven Farbenmischung wird die objektive Methode, bei der die verschiedenen Teilfarben wirklich übereinander gelagert werden (z. B. Projektionsverfahren von Miethe), von der subjektiven unterschieden, wo sich die Teilfarben nebeneinander befinden und nur durch die Unvollkommenheit des Auges zu einem Gesamteindruck vereinigt werden (z. B. Farbenrasterplatte der Gebrüder Lumière). Die Möglichkeit einer Zusammensetzung beliebiger Farbeindrücke aus drei bzw. vier Grundfarben wird nach der Theorie

von Young-Helmholtz und von Hering erörtert. Auch die subtraktiven Verfahren werden erwähnt. Bei der Schilderung der direkten Farbenphotographie durch stehende Lichtwellen geht der Verf. von seinen bekannten rein physikalisch-elektromagnetischen Versuchen über den Gegenstand aus. Die Photographie durch Körperfarben (Ausbleichverfahren) leitet zu biologischen Fragen über, von denen die Natur der Farbenwahrnehmung im menschlichen Auge und die Farbenanpassung im Vordergrunde steht. Ausführliche Anmerkungen, enthaltend Zusätze und Literaturnachweise, machen das Buch auch zu einem eingehenderen Studium des Gegenstandes geeignet. Zwei beigegebene Buntdrucktafeln zeigen die Wirkungen additiver und subtraktiver Strahlenmischung, während eine dritte eine Anschauung von den Erscheinungen der Mimikry vermittelt. Byk.

W. Feddersen, Entladung der Leidener Flasche, intermittierende, kontinuierliche, oszillatorische Entladung und dabei geltende Gesetze Herausgegeben von Th. Des Coudres. „Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften" Nr. 166. Mit einem Bildnis des Verfassers in Heliogravüre und 3 lithographischen Tafeln. kl. 8. 130 S. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1908. Geb. M. 1.60

Das Wichtigste aus den heute noch besonderes Interesse beanspruchenden Arbeiten des Verf. aus den Jahren 1857—1866 findet sich hier pietätvoll zusammengestellt. Dem Herausgeber wie dem Verleger sei auch für die Beigabe des prächtigen Bildnisses Feddersens gedankt. Max Iklé.

F. P. Liesegang, Das lebende Lichtbild. Entwicklung, Wesen und Bedeutung des Kinematographen. 8. 54 S. Leipzig, Ed. Liesegangs Verlag. 1910. M. 2.—

Die Eigenschaft des menschlichen Auges, Lichteindrücke, die sich in Abständen von höchstens $^1/_8$ Sekunde folgen, nicht mehr zu unterscheiden, bildet die Grundlage aller kinematographischen Darstellung. Verf. führt hierfür einen interessanten Fundamentalversuch von d'Arcy aus dem Jahre 1765 an, wonach eine glühende Kohle, im Kreise herumgeschwungen, bei einer Umdrehungsgeschwindigkeit von $^1/_8$ Sekunde als leuchtender Kreis erscheint. Bei der Schilderung des Ganges der Entwicklung des Apparates fällt als wesentlichster Fortschritt die Vereinigung der einzelnen Aufnahmeplatten zu einem endlosen Bande ins Auge, während bei der früheren Anordnung derselben im Kreise die Zahl der Einzelaufnahmen und damit auch die Auflösung des ganzen Bewegungsvorganges eine beschränktere ist. Bei der Zusammensetzung der Einzelbilder zum lebenden Bild im Projektionsapparat ist die wichtigste Aufgabe die Abkürzung der Pausen zwischen den Teilbildern; denn hiervon hängt die Beseitigung der bekannten störenden Erscheinung des Flimmerns ab. Die Schilderung der Schwierigkeiten bei Aufnahmen bewegter Gegenstände in der freien Natur, die Beschreibung der Aufnahmebühne für die Szenen des Kinematographentheaters, die Hervorhebung der Bedeutung des Kinematographen für Kunst und Wissenschaft liest sich hübsch, wenn sie natürlich auch gegenüber dem eigentlich technischen Teile des Buches mehr den Charakter einer anregenden Plauderei besitzt. Verf. hat sich bemüht, dem Buche, soweit das möglich ist, Demonstrationsmaterial beizugeben. Die eine Ecke stellt in der Gesamtheit der Blätter des Buches einen sogenannten Taschenkinematograph dar, und ein kleines Stückchen Rollfilm gibt einen Begriff von der Schnelligkeit der aufeinanderfolgenden Einzelaufnahmen, da man hier auf drei Teilbildern noch nicht die geringste Veränderung in einer gar nicht so langsamen Szene wahrnimmt. Zum Schluß wird auf die gewaltige Entwicklung der Kinematographenindustrie hingewiesen, die wohl am besten eine monographische Darstellung des Gegenstandes rechtfertigt. Byk.

W. Abendroths Leitfaden der Physik mit Einschluß der einfachsten Lehren der mathematischen Geographie nach der Lehr- und Prüfungsordnung von 1893 für Gymnasien. Vierte Auflage. Unter Mitwirkung von H. Hübschmann neu bearbeitet von O. Müller. I. Band. Kursus der Unter- und Obersekunda. gr. 8. XII u. 206 S. mit 114 Figuren. Leipzig, S. Hirzel. 1910. M. 3.60, gebunden M. 4.—

Der vor einiger Zeit erschienenen Neuauflage des II. Bandes ist jetzt die des I. gefolgt. Er enthält neben dem Allernötigsten der Mechanik die Lehre von Magnetismus, Elektrizität und Wärme, unterscheidet sich also in der Stoffanordnung wesentlich von der gewöhnlich üblichen, wohl infolge der sächsischen Lehrpläne.

Besonders hervorzuheben ist das gründliche Eingehen auf tiefere Erkenntnis, damit im Zusammenhange die Berücksichtigung quantitativer Versuche und Besprechung der Meßmethoden von Anfang an, reichliche Benutzung mathematischer (auch graphischer) Darstellung und die Hervorkehrung des Energieprinzips, die man den leitenden Gesichtspunkt des ganzen Buches nennen könnte. Kochan.

Albert Turpain, Téléphonie. Du Téléphone Bell aux multiples automatiques. 186 S. 123 Textfig. Paris (Gauthier-Villars) u. Grenoble (A. Gratier & J. Rey). 1910. 5 Fr.

Das Buch handelt von den beim Fernsprechen benutzten Apparaten, Einrichtungen und Schaltungen, sowie von einigen besonderen Anwendungen der Telephonie, wie z. B. im Kriege und bei der Feuerwehr. Die Darstellung schließt sich dem historischen Gange der Entwicklung an und berücksichtigt auch noch die neuen Selbstanschlußämter nach Strowger und Lorimer. Sie ist eine rein beschreibende und wendet sich an solche Leser, die, ohne Fachleute zu sein, sich für das Fernsprechwesen interessieren; eine genaue Theorie der Apparate und Einrichtungen wird nirgends gegeben. Die Behandlung des umfangreichen Stoffes ist auf dem engen Raum von 186 Seiten naturgemäß knapp; doch hat es der Verfasser verstanden, so ziemlich alles Wesentliche zu bringen, und durch Einflechtung wirtschaftlicher, sozialer und allgemeiner Betrachtungen die Darstellung lebendig zu gestalten.
K. W. Wagner.

Cecil H. Desch, Metallography. 8°. XII u. 429 S. mit 108 Diagrammen im Text und 14 Tafeln. London, Longmans, Green and Co. 1910. Gebunden M. 9.—

Um eine Übersicht über den reichen Inhalt des Buches zu geben, das, zu Ramsay's Textbooks of

Physical Chemistry gehörig, Theorie und Praxis des behandelten Gebietes in gleicher Weise berücksichtigt, sei hier das Inhaltsverzeichnis im Auszuge reproduziert. Nach einer sehr interessanten historischen Einleitung in Kapitel I folgen in Kapitel II bis V allgemeine Darlegungen über das Diagramm des thermischen Gleichgewichts (S. 12 bis 93), in Kapitel VI, VII und VIII Darlegungen über die Praxis der Pyrometrie und der thermischen Analyse (S. 94 bis 133) und über die Herstellung und Untersuchung von Schliffen (S. 134 bis 174). Die folgenden Kapitel behandeln: IX (S. 175 bis 196) die Kristallisation von Metallen und Legierungen; X (S. 197 bis 215) die Unterkühlung und die Erscheinungen des metastabilen Zustandes; XI (S. 216 bis 229) die Diffusion im festen Zustande; XII (S. 230 bis 276) die physikalischen Eigenschaften der Legierungen (Dichte, thermische Ausdehnung, Härte, elektrische und Wärmeleitfähigkeit, thermoelektrische Kraft, magnetische Eigenschaften); XIII (S. 277 bis 298) die elektromotorische Kraft und die Korrosionserscheinungen; XIV (S. 299 bis 327) die Konstruktion des Zustandsdiagramms auf Grund der experimentellen Daten; XV (S. 328 bis 340) den molekularen Aufbau der Legierungen und die Frage nach der Natur der intermetallischen Verbindungen; XVI (S. 341 bis 360) die plastische Deformation der Metalle und Legierungen; XVII (S. 361 bis 384) die Metallographie von Eisen und Stahl, und Kapitel XVIII (S. 385 bis 398) die Metallographie der technisch wichtigen Legierungen. Eine Liste der bisher untersuchten binären und ternären Legierungen, in der die wichtigsten Ergebnisse übersichtlich zusammengestellt sind (S. 399 bis 416) und ein Sach- und Namenregister schließen das Werk.

Die Darstellung ist sachgemäß, klar und leichtverständlich, vermeidet aber alle Weitschweifigkeit; die allgemeinen Gesichtspunkte werden treffend hervorgehoben, die physikalisch-chemische Seite des Gebietes wird gebührend berücksichtigt, kurz, das Buch kann in jeder Hinsicht empfohlen werden.

Werner Mecklenburg.

P. Ostertag, Die Entropietafel für Luft und ihre Verwendung zur Berechnung von Kolben- und Turbokompressoren. 37 S. mit 11 Textfiguren und 2 Diagrammtafeln. Berlin, J. Springer. 1910. Broschiert M. 2.80

Im vorliegenden Heft gibt der Verfasser in kurzen Zügen die Berechnung ein- und mehrstufiger Kolben- und Turbokompressoren wieder, und zeigt, daß sich dieselbe überaus bequem und übersichtlich mit Hilfe des Entropiediagramms durchführen läßt. Letzteres hat sich in den letzten Jahren für die Berechnung von Dampfturbinen so vollkommen eingebürgert, daß das Erscheinen gleichartiger Diagramme für Luft den Gebläsekonstrukteuren höchst willkommen erscheinen dürfte. An Stelle des Wärmeinhaltes setzt der Verfasser in seinen Tafeln einfach die Temperatur, die ja bei idealen Gasen dem Wärmeinhalt proportional ist. Die spezifische Wärme der Luft wird in einer Tafel, die nur für mäßige Temperaturerhöhungen gilt, als konstant angenommen, so daß hier die Linien unveränderlichen Druckes und unveränderlichen Volumens genau als logarithmische Kurven erscheinen; in der zweiten Tafel, die bei größeren Temperaturänderungen zu benutzen ist, erscheint die spezifische Wärme als lineare Funktion der Temperatur.

Das kleine Buch enthält zu Anfang einige allgemeine Betrachtungen wärmetechnischer Natur, wobei auch der Verlauf der verschiedenen Zustandsänderungen im Entropiediagramm erläutert wird. Daran schließt sich die Berechnung der Kolbenkompressoren mit Berücksichtigung der Verluste (schädlicher Raum, Wirkung der Wandungen, Rückexpansion); der Rechnungsgang wird durch mehrere Zahlenbeispiele erläutert. Zum Schluß wird dann auch noch in kurzen Zügen die Berechnung der Turbokompressoren angegeben.

Das Heft kann allen Fachleuten aufs wärmste empfohlen werden, da es wohl geeignet erscheint, Zeit und Arbeit zu sparen.

R. Plank.

H. Gernsback, The Wireless Telephone. A Treatise on the Law Power Wireless Telephone, describing all the present systems and inventions of the new art. Written for the student and experimenter and those engaged in research work in wireless telephony. klein 8. 78 S. mit 52 Fig. New York, Modern electrics publication. 1910.

In der Vorrede zu dieser kleinen Schrift sagt der Autor, daß in weniger als 10 Jahren jeder Farmer imstande sein würde, drahtlos zu telephonieren, und zwar mit einem Niederspannungssystem — — „sending and receiving instruments will be housed in a box a foot square, without depending on the lighting current of its operation" — —.

Wenn auch der Inhalt zwar nicht erschöpfend ist und speziell den Fehler hat, in den meisten Fällen die Leistungsfähigkeit der einzelnen Systeme nicht näher anzugeben, so kann das kleine Buch trotzdem für den, der eine erste Orientierung auf diesem Gebiete wünscht, von Nutzen sein. Nach einer Einleitung über ungedämpfte Schwingungen werden ältere Experimente über „Induktions-" und „Hydrotelephonie" beschrieben (u. a. ein System des Verf.) und danach ist die Telephonie mittels elektrischer Wellen behandelt (auch hier ein System vom Autor). Die Darstellung des Wenigen, was geboten wird, ist gut.

H. Hörig.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Privatdozent an der Universität München Dr. Wilhelm Prandtl zum a. o. Professor für anorganische Chemie an der Universität München.

Verliehen: Dem ord. Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Reinhold Müller der Titel Geh. Hofrat.

Gestorben: Der frühere Professor am National Medical College in Washington Dr. Henry Wurtz.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.